Série A, ORSAY
N° d'ordre :
23

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Georges AMSEL

1re *THÈSE*

Spectroscopie par détecteurs à semiconducteur des réactions $O^{16} + d$, $O^{18} + p$

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 27 Mai 1963 devant la Commission d'examen :

MM.	AIGRAIN	*Président*
	BLANC-LAPIERRE	*Examinateurs*
	TEILLAC	
	BISHOP	

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1964

PUBLIÉES AVEC LE CONCOURS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK
LEIDEN

Série A, ORSAY
N° d'ordre :
23

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de
DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Georges AMSEL

1re *THÈSE*

Spectroscopie par détecteurs à semiconducteur des réactions $O^{16} + d$, $O^{18} + p$

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 27 Mai 1963 devant la Commission d'examen :

MM.	AIGRAIN	*Président*
	BLANC-LAPIERRE	*Examinateurs*
	TEILLAC	
	BISHOP	

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1964

PUBLIÉES AVEC LE CONCOURS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen ..... M. ZAMANSKY.

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay)
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du Globe.
M^lle^ COUSIN	T	Biol. animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
DRACH	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) et Sédim.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
R. LUCAS	T	Recherches physiques.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique Enseignement
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expérim. des fluides.
DANJON	T	Astronomie.
PETIT	T	Biologie maritime.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
M^lle^ CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du Globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromolécul.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Pétrographie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théories physiques.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.
J.-P. MATHIEU ...	T	Physique (Optique)
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonct. et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.).
BRELOT	T	Calcul différentiel et intégral.
NORMANT	T	Synthèse organique générale.
BÉNARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUÉ	T	Statistiques mathémat.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
M^lle^ LE BRETON ..	T	Physiologie de la nutrition.
SALEM	T	Mathématiques générales.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)
PISOT	T	Techniques mathématiques de la physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
M^me^ TONNELAT ..	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
M^me^ CHAIX	T	Chimie biologique.
M^me^ HUREL-PY ...		Biologie végétale (P.C.B.).
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.).
BRUN	T	Mécan. théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique.
M^me^ DUBREIL	T	Mathématiques (Agrég.)
M^me^ LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique électricité.
J.-E. DUBOIS	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
A. MICHEL	T	Chimie minérale (Orsay)
OLMER	T	Énergétique générale.
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie végétale (B.M.P.V.).
CASTAING	T	Physique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
NOIROT	T	Évolution des êtres organisés.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay).
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMAN	T	Chimie théorique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
TONNELAT	T	Biologie physico-chim.
VILLE	T	Économétrie.
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
DODÉ	T	Chimie (Orsay).
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biol. végét. (S.P.C.N.) (Orsay).

PROFESSEURS *(suite)*

ROLLET	T	Chimie (P.C.B.).
M^lle^ JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Électronique (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
G. LUCAS	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie physique.
BERTHELOT	T	Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay).
BRICARD	T	Météorologie et physique de l'atmosphère.
M^me^ ALBE-FESSARD.	T	Psychophysiologie.
FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).
M. JULIA		Études des mol. naturelles complexes.
LENDER	T	Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT		Physicochimie des radioéléments.
M^lle^ QUINTIN	T	Électrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
HAÏSSINSKY	T	Radiochimie.
LEMÉE	T	Physiol. vég. (B.M.P.V.) (Orsay).
GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
M. CHATELET	T	Chimie (P.C.B.).
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).
L. MICHEL		Physique théor. des hautes énergies (Orsay)
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).
BERTEIN	T	Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES		Chimie des radioéléments (Orsay).
M^me^ COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.
ELLENBERGER	T	Géologie appliquée sur le terr.
FRANC		Biol. animale (P.C.B.).
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI		Physiologie générale.
ACHER		Chimie biol. (Orsay).
BAUDOIN		Biologie animale (P.C.B.).
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.).
BLAMONT	T	Géophysique ionosphère.
BOURREAU		Botanique.
D. CURIE		Physique (M.G.P.).
DURAND-DELGA ...		Géologie.
FRÉON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER	T	Physiologie végétale.
TORTRAT	T	Calcul des probabilités
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.).
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.).
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
M^lle^ FOURCROY ...		Biol. végétale (S.P.C.N.)
M^me^ CHOQUET-BRUHAT	T	Mécanique analytique et mécanique céleste
M^lle^ VEIL		Physiologie générale
WOLFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques M.P.C. (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie phys. et Géol. dynamique.
COMOLET	T	Mécanique des fluides.
CORABŒUF		Physiologie animale
DELLOUE		Physique de l'exosphère
GORENFLOT		Botanique II (Orsay)
HOUILLON		Biologie animale (P.C.B.).
J. JULLIEN		Chimie (P.C.B.).
MALGRANGE	T	Techn. math. de la Phys
OLIVIER		Anthropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE ..		Phys. E.N.S. (Orsay).
CREVAUGEON	T	Botanique (Orsay).
KAHANE	T	Mathématiques (Orsay).
SAMUEL	T	Math. E.N.S. féminine
KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay).
THIRY	T	Mécanique céleste.

Secrétaire Général ..... R. POULLAIN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549214_0046

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure à Paris.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. le Professeur Rocard, qui a mis à ma disposition toutes les ressources du Laboratoire et a fait preuve de tant d'accueillante compréhension à mon égard, ainsi qu'à M. le Professeur Blanc-Lapierre, qui a suivi avec intérêt la rédaction de cette thèse.

M. Bishop a guidé ce travail et l'interprétation des résultats expérimentaux avec un dévouement sans limite. Je l'en remercie avec une gratitude particulière.

Sans l'encouragement constant et les conseils en Physique du Solide de M. le Professeur Aigrain, ce travail n'aurait pu être mené à bien. Ma profonde reconnaissance lui est acquise.

Je remercie M. Marin qui m'a initié aux Techniques de détection des particules chargées par compteur proportionnel.

Toute ma gratitude et mon amitié vont à M. Smulkowski dont la collaboration et la compétence irremplaçables ont permis la mise au point rapide des détecteurs à jonction et l'exécution des premières expériences. Je remercie M. d'Artemare pour son aide si précieuse au cours des mesures.

Mlle Yeivine et M. Taupin m'ont initié aux techniques de progammation de l'IBM 650 et Mme Constant a perforé avec patience les nombreux résultats numériques. Les longs calculs de dépouillement et d'interprétation en ont été grandement accélérés.

Je remercie tout le personnel de l'École Normale Supérieure, à Paris comme à Orsay, pour son assistance largement prodiguée.

Je remercie enfin M. Samuel et son équipe de l'Institut Weizmann, pour leur collaboration à la mise au point des cibles de O^{18}.

Mme Gottesmann n'a pas ménagé ses efforts pour la présentation matérielle du texte et M. Babocsay a mis beaucoup de son art dans la réalisation des dessins que M. Lemay a patiemment photographiés.

Thèse de Paris, 1964

Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure
(Professeur A. Blanc-Lapierre)
24, rue Lhomond, Paris-5e

SPECTROSCOPIE PAR DÉTECTEURS A SEMICONDUCTEUR DES RÉACTIONS NUCLÉAIRES $O^{16} + d$, $O^{18} + p$

Par

Georges AMSEL

INTRODUCTION

Les réactions nucléaires produites par des particules chargées et produisant des particules chargées ont été étudiées depuis de nombreuses années d'une manière approfondie. Dans le domaine des basses énergies, ces études permettent la vérification de théories telles que celle du noyau composé de Breit-Wigner, celle du stripping de Butler, entre autres, ou d'hypothèses telles que celle de l'indépendance des forces nucléaires de la charge.

Au moment où ce travail a été entrepris, les moyens mis en œuvre dans ces études étaient arrivés à un grand degré de perfection : de nouveaux progrès dans ce domaine se heurtaient à de grosses difficultés en matière de détection. Le seul instrument connu capable de détecter des particules d'un parcours inférieur à une cinquantaine de microns dans l'aluminium (protons de 1,5 MeV, rayons α de 6 MeV, etc.) avec une résolution acceptable était l'aimant d'analyse. Le tracé de spectres avec un aimant est très lent et peu de travail a été accompli de cette façon, d'autant plus que le nombre d'accélérateurs Van de Graaff équipés d'aimants est réduit. Les particules de long parcours étaient détectées avec une résolution moyenne par des cristaux de CsI(Tl) *ou* NaI(Tl), *qui présentaient néanmoins de nombreux désavantages limitant leur emploi, en particulier la difficulté de distinguer entre particules de nature diverse.*

Dans une première phase de ce travail nous avons utilisé un compteur proportionnel à fenêtre mince pour l'étude de la réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$. *La fragilité de cet instrument, sa résolution médiocre (10 p. 100 pour les rayons α de 3 MeV) et l'intense taux de comptage dû aux deutons diffusés conduisaient à des mesures longues, difficiles et peu précises* [1].

Dans ces conditions c'est avec un très grand intérêt que nous avons accueilli les premières publications relatant l'utilisation d'éléments semiconducteurs comme détecteurs de particules. Nos essais préliminaires ayant été encourageants, nous avons consacré tous nos efforts au développement de ce type de détecteur.

Les possibilités nouvelles ainsi acquises ont conduit à l'étude des réactions nucléaires : $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$; $O^{18}(d, \alpha)N^{16}$;

(1) Ces travaux ont fait l'objet du Diplôme d'Études Supérieures, Paris, 1958, de J. P. Burq.

$O^{18}(p, \alpha)N^{15}$; $O^{16}(d, d)O^{16}$; $O^{16}(d, p)O^{17}$. *Le tableau I représente les caractéristiques essentielles de ces réactions. Le choix des noyaux* O^{16} *et* O^{18} *pour notre étude a été déterminé par le fait que ces noyaux sont légers et ont un spin nul, ce qui laissait espérer une interprétation relativement simple des résultats. De plus, du fait des difficultés de détection indiquées plus haut, ces réactions n'avaient pratiquement pas été étudiées auparavant à de faibles énergies de bombardement (0,6 à 2 MeV).*

Les expériences ont dû être menées de façon à tenir compte des conditions spéciales d'emploi des détecteurs. Plusieurs instruments étaient utilisés simultanément, et l'électronique devait permettre de distinguer entre protons, deutons et rayons α.

Pour traiter le grand nombre de résultats numériques ainsi obtenu nous avons dû recourir systématiquement à l'usage de calculatrices électroniques. L'interprétation des résultats conduisait également à des calculs complexes ;

Réaction	Noyau composé	Excitation E_0 MeV	Q MeV	Parcours (*)	Niveaux noyau résiduel
$O^{16}(d, \alpha)N^{14}$	F^{18}	7,538	+ 3,116	16	2,312 0^+ T = 1 1^+ N^{14} T = 0
$O^{16}(d, p)O^{17}$	»	»	+ 1,919	100	0,871 $1/2^+$ $5/2^+$ O^{17} T = 1/2
$O^{18}(d, \alpha)N^{16}$	F^{20}	12,343	+ 4,237	22	0,392 1^- 0,295 3^- 0,120 0^- 2^- N^{16}
$O^{18}(p, \alpha)N^{15}$	F^{19}	7,964	+ 3,970	20	5,28 $1/2^-$ N^{15} T = 1/2

(*) Parcours en μ dans l'aluminium pour l'état fondamental, à 90° du faisceau, pour une énergie incidente de 1 MeV. Parcours à 1 MeV du { proton : 16 μ ; deuton : 12 μ.

Ce choix conduisait, l'oxygène étant un gaz, à une difficulté expérimentale : la construction des cibles. Ces cibles devaient avoir une haute teneur en O^{16} *ou* O^{18} *et devaient être très minces ; de plus elles ne devaient contenir que des noyaux de faible charge atomique. En effet, les particules diffusées étaient détectées en même temps que les rayons* α *produits, leur parcours étant du même ordre ; il fallait donc réduire la diffusion élastique autant que possible. Nous avons utilisé une technique d'oxydation anodique de l'aluminium pour construire les cibles.*

en effet, le tableau I montre que les noyaux formés présentaient une haute énergie d'excitation : il fallait donc tenir compte de l'interférence de 2 ou 3 niveaux pour obtenir un accord satisfaisant avec l'expérience.

Accessoirement, des résultats ont été obtenus en physique du solide, par des moyens relevant de la physique nucléaire. Ainsi la partie de notre travail exposée ici se divise en quatre chapitres : détection, cibles, expériences, calculs et interprétation théorique. Les applications à la physique du solide ont fait l'objet de la deuxième Thèse.

CHAPITRE PREMIER

LES DÉTECTEURS A SEMICONDUCTEUR

Introduction

La mise au point des détecteurs à semiconducteur a fait l'objet d'une série de nos articles [2] à [6] auxquels il sera fait référence dans l'exposé qui suit. On développera ici plus spécialement l'aspect de ce travail ayant trait à l'utilisation de ces instruments en physique nucléaire des basses énergies. Le point de vue de la technologie et de la physique du solide a reçu une attention particulière dans la thèse de Smulkowski [57].

La détection des particules chargées produites au cours de réactions nucléaires induites pose des problèmes très différents de ceux qui apparaissent au cours de l'étude de sources radio-actives. Dans le premier cas nous dirons que les particules sont émises par une « source dynamique », par opposition aux « sources statiques » caractérisées par la nature spontanée de la désintégration nucléaire. Les sources dynamiques produites par des particules chargées posent les problèmes particuliers suivants :

1° La source doit être dans le vide pour permettre le passage du faisceau des particules induisant la réaction dans la cible. Il n'est donc pas possible de placer la source à l'intérieur d'un compteur proportionnel par exemple. La présence nécessaire d'une fenêtre d'entrée pour les compteurs à gaz limite l'emploi de ceux-ci.

2° Le parcours des particules produites peut être très faible, de l'ordre du micron. Il faut réduire au minimum la fenêtre d'entrée du détecteur.

3° Le spectre des particules produites couvre un large domaine et contient des raies nombreuses et serrées. Une haute résolution est donc nécessaire ; la largeur du pic de réponse doit être peu dépendante de l'énergie.

4° Le détecteur doit être insensible à l'intense bruit de fond de rayons γ, neutrons, etc., engendré par le faisceau.

5° Le flux des particules du faisceau ayant subi une diffusion élastique induit un taux de comptage parasite beaucoup plus élevé que celui des particules examinées. Le détecteur doit être rapide pour éviter les additions d'impulsions et permettre un taux de comptage utile raisonnable.

6° Des mesures en coïncidence rapide doivent être possibles.

7° Des particules de diverses natures : protons, deutons, rayons α, etc., sont émises simultanément : il faut les identifier.

8° Le centre de masse des particules qui réagissent étant en mouvement, l'énergie de la particule produite varie rapidement avec l'angle d'observation par rapport au faisceau. Pour une bonne définition de l'énergie, l'ouverture angulaire du détecteur doit être petite. Le taux de comptage résultant est faible ; il faut utiliser plusieurs détecteurs pour réduire la durée de l'expérience. Les détecteurs doivent donc être d'un emploi simple et d'un encombrement réduit.

9° Les conditions mêmes de l'expérience (courant et énergie de faisceau, focalisation, etc.) fluctuent. Des mesures relatives à des conditions identiques devraient donc être simultanées. Ceci conduit également à l'emploi de plusieurs détecteurs identiques.

10° L'intense flux d'électrons et d'ions secondaires produits dans la cible risque d'endommager le détecteur.

Les détecteurs à scintillation inorganiques (CsI et NaI) ne satisfont pas aux conditions : 3° (la largeur du pic varie comme $\sqrt{E}$), 4° (rendement supérieur pour les électrons), 5° (durée d'impulsion de l'ordre de la microseconde), 7° (épaisseur grande et fixe), 8° (encombrement élevé), 9° (gain de chaque unité différent). Les détecteurs à scintillation organique sont rapides mais peu sensibles aux particules lourdes et d'une résolution très médiocre. Ceci explique que les détecteurs à scintillation aient surtout été employés pour l'étude de réactions du type (d, p) ; les protons de haute énergie produits ont en effet un long parcours. Les deutons diffusés, les rayons α, etc. peuvent être filtrés et les mesures en sont simplifiées (voir chap. III).

L'emploi de détecteurs à semiconducteur permet de résoudre la plupart de ces problèmes.

A. Principe et réalisation

I. — Principe

1° Une particule chargée crée sur son passage dans un semiconducteur des paires électron-trou de la même façon qu'elle crée des paires d'ions dans un gaz. L'énergie de création d'une paire de porteurs libres dans le silicium est de 3,25 eV, soit environ 10 fois plus faible que dans un gaz. Un élément semiconducteur devient un détecteur linéaire :

— si les porteurs qui y sont créés par une particule peuvent être séparés et collectés sans pertes ;

— si en dehors des porteurs créés par une particule

les charges collectées sont négligeables, donc si l'élément est peu bruyant à l'état de repos.

La séparation et la collection des porteurs sont obtenues en établissant à travers le semiconducteur un champ électrique intense qui imprime aux porteurs une grande vitesse. La collection des charges est totale si le temps de collection est négligeable devant la durée de vie des paires électrons-trou. Ces conditions sont remplies par des structures semiconductrices du type *p-n* ou *p-i-n* présentant les caractéristiques d'une diode ; une telle diode polarisée en non-conduction présentera :

— une « barrière de potentiel » d'épaisseur B où règne un champ électrique élevé ;

— un courant inverse faible.

Le choix du matériau de base est déterminé par la durée de vie et le facteur de bruit thermique. Une durée de vie acceptable n'est présentée que par le germanium et le silicium (dans l'état actuel de la technologie). L'énergie d'activation faible du germanium, 0,72 eV, le rend bruyant. Le silicium, avec 1,1 eV, est peu bruyant à la température ambiante, d'où son emploi préféré. La durée de vie est de l'ordre de la microseconde pour du silicium moyen, de l'ordre de la milliseconde pour du matériau de haute pureté.

2° *a)* Nous nous sommes attachés à l'étude de structures *n-p* dans du silicium de type *n*. Deux principes de réalisation sont possibles :

— *Jonction diffusée.* — Une impureté du type *p* est diffusée dans le silicium à une profondeur de l'ordre du micron (0,1 à 5 μ). De part et d'autre de la jonction stœchiométrique s'établit une barrière, comme le montre la figure 1. La zone I fortement dopée est hautement conductrice : le champ y est nul et la durée de vie très faible. Il n'y a donc pas de collection dans la zone I, dite « zone morte » ; elle se comporte comme une fenêtre d'entrée. En revanche cette zone permet l'établissement d'un bon contact électrique superficiel.

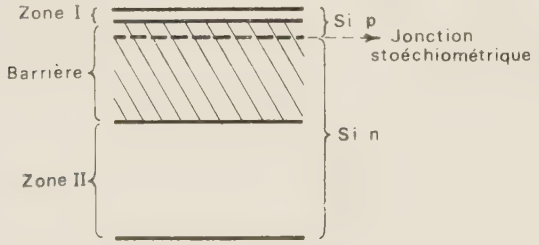


FIG. 1.

— *Détecteur à barrière de surface.* — La couche d'inversion *p* est constituée par des ions d'oxygène adsorbés en surface. La couche de type *p* est extrêmement mince et non conductrice. Il faut donc évaporer sur la surface une couche de matière conductrice établissant le contact. La zone morte se réduit à cette couche ; elle est donc très mince.

b) Dans les deux cas l'épaisseur B de la barrière varie approximativement comme $(rV)^{1/2}$, où r est la résistivité du silicium et V la tension appliquée. La capacité présentée par le détecteur varie comme B^{-1} (voir réf. [57]).

Dans la barrière, le champ est de l'ordre de 10^4 V/cm. La vitesse des porteurs est alors de l'ordre de 10^7 cm/s dans le silicium ; le temps de collection sur une épaisseur de 1 mm est 10^{-8} s, donc négligeable devant la durée de vie. Si néanmoins le champ est inférieur à une valeur E_{min} de 2 000 V/cm environ, la vitesse des porteurs diminue rapidement et la collection cesse d'être totale. Il existe donc une limite inférieure V_{min} à la tension appliquée utile. La tension maximum V_{max} est la tension de claquage de la diode [voir réf. 57]. On peut ainsi faire varier l'épaisseur de la barrière de B_{min} à B_{max} avec :

$$\frac{B_{min}}{B_{max}} = \left(\frac{V_{min}}{V_{max}}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Il est à remarquer que la différence de potentiel de contact entre du silicium *n* et *p* est d'environ 0,6 V. Ainsi un détecteur non polarisé fonctionne, quoique avec une collection médiocre.

Il faut noter qu'une diode ainsi constituée est aussi une photodiode : la lumière frappant la surface du détecteur peut pénétrer jusqu'à la barrière et y engendrer des paires. Il faut donc s'attendre à une sensibilité appréciable à la lumière.

c) Derrière la barrière se situe une zone II (voir fig. 1) dite « zone de diffusion ». Le champ y est nul (ou très faible), mais la durée de vie élevée. Une fraction des porteurs créés peut atteindre la barrière par diffusion et contribuer au signal. Ce phénomène est lent : de l'ordre de la microseconde.

II. — Réalisation.

1° **Jonction *n-p*.** — Les jonctions sont obtenues par diffusion de gallium dans du silicium de type *n* de 30 à 120 Ω/cm. La concentration en surface du gallium est de l'ordre de 3.10^{17} par centimètre cube. La jonction stœchiométrique se situe à 5 μ de la surface. Le détecteur est réalisé dans une plaquette de silicium poli optiquement. La surface utile appelée « mésa » est dégagée par attaque à l'acide. Le contact sur la face dopée est réalisé au moyen d'un fil d'or soudé par thermocompression sur une plage de métal évaporé et allié. Le contact avec la plaquette s'obtient par soudure après enrichissement local du silicium. La figure 2 montre la structure. L'ensemble est monté sur une embase de transistor permettant une mani-

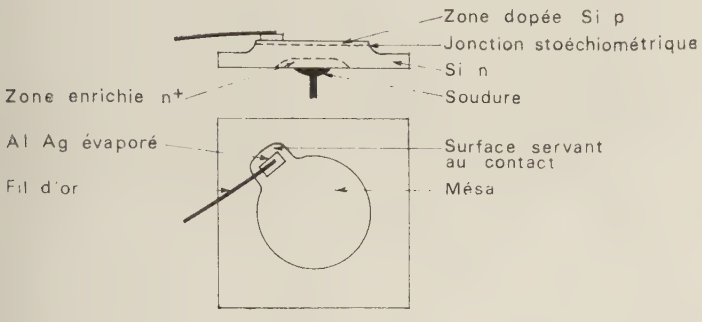


FIG. 2.

pulation aisée. La fabrication des jonctions a été effectuée par LTT (1).

Un détecteur typique ainsi obtenu avait les caractéristiques de diode suivantes dans le vide :

Profondeur de diffusion : 5 μ.
Surface : 20 mm².
Tension de claquage : 120 V.
Avec V = 80 V : courant inverse $5 . 10^{-2}$ μA.
capacité : 40 pF,
barrière : 50 μ.
$V_{min} = 12$ V ; $B_{min} = 15$ μ.
Zone morte : 1,5 μ.

La figure 3 montre la caractéristique inverse.

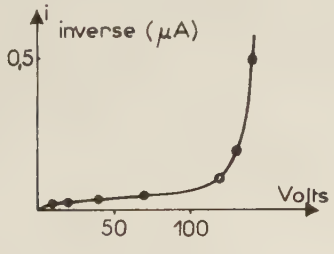


FIG. 3.

Ce sont des détecteurs de ce type qui ont été étudiés quant à leurs performances et utilisés au cours des expériences. Les conclusions de l'étude qui suit sont néanmoins valables pour tous les types de détecteurs.

2° Détecteurs à barrière de surface. — Les jonctions *n-p* réalisées dans du silicium *n* ne permettent pas d'obtenir des barrières de plus de 50 μ. En effet, on ne peut guère utiliser du silicium *n* de plus de 150 Ω-cm, car le traitement thermique détruit les qualités du silicium *n* de haute pureté.

Une jonction dans du silicium *p* ne présente pas cet inconvénient, mais d'autres difficultés surgissent. En particulier l'oxydation du flanc du mésa conduit ici au court-circuit de la diode. Le flanc doit donc être protégé, ce qui conduit à de grosses difficultés technologiques.

Des détecteurs de grande surface, et à barrière épaisse (jusqu'à 1 mm), peuvent être préparés par oxydation à l'acide de silicium *n* [12]. Ces détecteurs présentent des avantages marqués :

— insensibilité à l'oxydation par l'atmosphère ;

— absence de traitement thermique donc conservation des qualités du silicium ;

— tension de claquage élevée, barrière épaisse ;

— zone morte très mince ;

— facilité de préparation.

Deux difficultés doivent cependant être surmontées :

— le succès à la fabrication par oxydation à l'acide est très aléatoire ;

— le courant inverse est instable dans le vide poussé.

Au cours d'un travail effectué avec la collaboration de Bok [15] et décrit dans la référence [7] on a pu expliquer ces difficultés et on a cherché à y remédier en analysant le mécanisme de fonctionnement de ces détecteurs. Les faits suivants semblent établis :

— La couche d'inversion est due à l'adsorption à la surface d'atomes d'oxygène libres chargés. Des atomes liés sous la forme de SiO ou SiO_2 sont inefficaces. Ceci a été prouvé par l'oxydation anodique du silicium (selon la méthode décrite par [55]). Un détecteur à barrière de surface n'a été obtenu qu'avec traitement à l'acide préalable à l'oxydation anodique. La désorption de ces atomes d'oxygène faiblement liés conduit à la destruction du détecteur dans le vide poussé. Une très mince couche d'oxyde réel peut réduire cette désorption [12].

— L'échec à la fabrication est souvent dû à une adsorption incomplète et non uniforme (dans le voisinage de dislocations), conduisant à des claquages localisés.

L'oxydation anodique stabilise la surface des détecteurs, mais la résistance série introduite par le film de SiO_2 formé est élevée et conduit à un temps de montée long du signal et à une mauvaise résolution. On a donc envisagé le dépôt d'un film mince d'oxyde conducteur sur la surface. On peut s'attendre à ce que l'oxyde joue le rôle d'un électrolyte solide fournissant l'oxygène nécessaire au bon fonctionnement du détecteur, par un processus analogue à celui qui a lieu dans les condensateurs au tantale à diélectrique solide (MnO_2). Comme MnO_2 se décompose à chaud, de l'oxyde d'étain sous la forme de SnO et SnO_2 a été déposé par évaporation. L'oxyde est simplement déposé à la place de l'or ; la conductivité est suffisante pour l'établissement d'un

(1) Cie LTT, Conflans-Sainte-Honorine, France.

bon contact. On a constaté que la résistance à l'abrasion de ces films d'oxyde est bien supérieure à celle des couches d'or.

Les détecteurs ainsi obtenus ont été très stables dans le vide et les résultats ont été bien reproductibles. Le comportement typique d'un électrolyte solide a été observé :

— l'augmentation progressive de la tension appliquée permet d'atteindre des valeurs élevées de la tension de claquage ;

— il n'y a pas de barrière spontanée : la photosensibilité est faible et le courant direct important pour des petites valeurs de la tension appliquée.

La réalisation de ces détecteurs étant postérieure aux expériences, il n'en sera plus fait mention dans la suite.

B. Caractéristiques des signaux produits

I. — Forme des signaux

1° Le signal apparaissant aux bornes du détecteur passait à travers une cathodyne adaptateur d'impédance (fig. 4), et était observé au moyen d'un oscilloscope Tektronix 545 A. La figure 5 montre des impulsions typiques dues à diverses particules. Ces impulsions ont deux composantes :

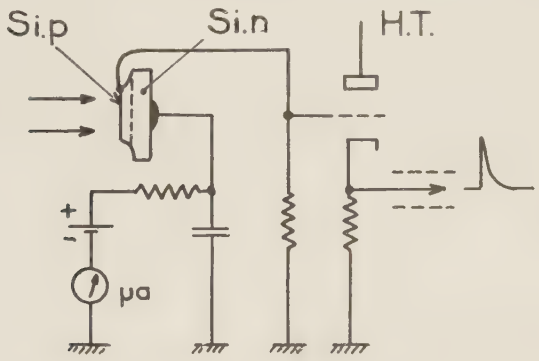


FIG. 4.

— composante rapide, due à la collection dans la barrière ;

— composante lente, due à la collection dans la zone de diffusion.

Dans la figure 5, le rayon α et le deuton étaient

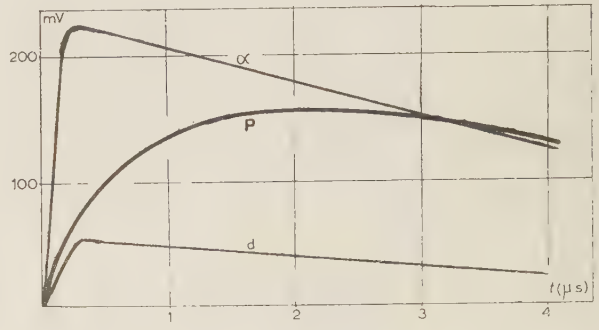


FIG. 5.

arrêtés dans la barrière. Seule l'impulsion due au proton de long parcours présente une composante lente.

2° Le temps de montée de la composante rapide a été observé avec des amplificateurs Hewlett Packard et un oscilloscope Tektronix, l'ensemble ayant un temps de montée propre de 10^{-8} s. Les impulsions présentaient un temps de montée apparent de 10^{-8} s ; le temps de montée vrai était donc $\ll 10^{-8}$ s.

3° L'amplitude absolue des impulsions est donnée par :

$$A_{mV} = 50 \frac{E_{MeV}}{C_{pF}},$$

C_{pF} étant la capacité du détecteur, E_{MeV} l'énergie de la particule arrêtée dans la barrière. Dans notre cas, l'amplitude était de l'ordre de 1 mV/MeV.

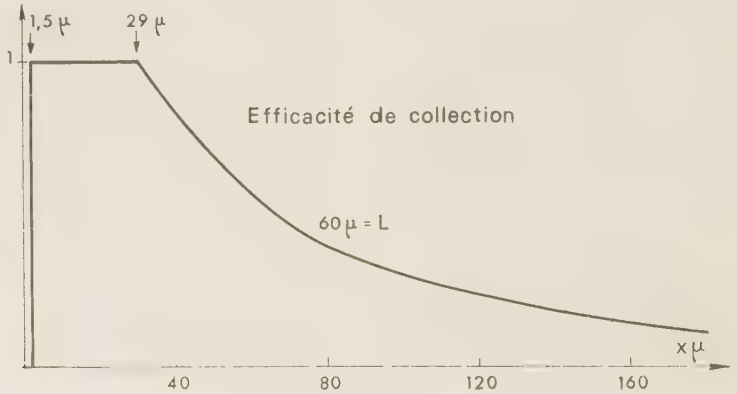


FIG. 6.

II. — Évolution des signaux avec l'énergie

1° **« Profil » du détecteur.** — On peut représenter un détecteur du point de vue de sa réponse à diverses particules d'énergie variable par son « profil » [5], soit la courbe représentative de l'efficacité de collection f en fonction de la profondeur, celle-ci étant exprimée en unités de pouvoir d'arrêt. Ainsi le profil d'un détecteur du type étudié présente trois parties :

zone morte : $f = 0$;
barrière : $f = 1$;
zone de diffusion : $f = e^{-y/L}$;

où y est la distance à la barrière et L la longueur de diffusion supposée constante. Un tel profil est représenté figure 6.

2° **Temps de montée.** — Une particule qui s'arrête dans la barrière produit un signal dont le temps de montée est pratiquement constant : quelque 10^{-9} s. Si la particule s'arrête dans la zone de diffusion, le temps de montée de la composante lente varie linéairement avec la distance de pénétration derrière la barrière, à raison de 30.10^{-9} s/micron. La figure 7 montre l'évolution du temps de montée pour des protons de parcours x dans le silicium, pour diverses tensions de polarisation. L'extrapolation des droites coupe l'axe des x à une abscisse correspondant à la profondeur de la barrière. La pente est légèrement plus faible avec des tensions plus fortes, ce qui prouve qu'un champ électrique résiduel subsiste dans la zone de diffusion et contribue au mouvement des porteurs. La relation cesse d'être linéaire pour les temps supérieurs à 3 µs, c'est-à-dire comparables à la durée de vie du matériau.

3° **Amplitude.** — L'amplitude A, due à la charge collectée totale, est liée au parcours R de la particule par l'expression :

$$A(R) = \int_0^R f(x) q(R - x) dx$$

où $q(R - x)$ est la charge produite à la profondeur x par une particule de parcours R. En admettant que $q(R - x)$ est la même fonction à un facteur près pour

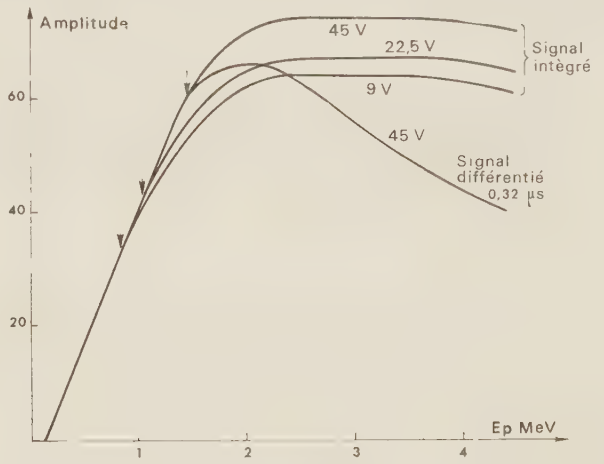


FIG. 8.

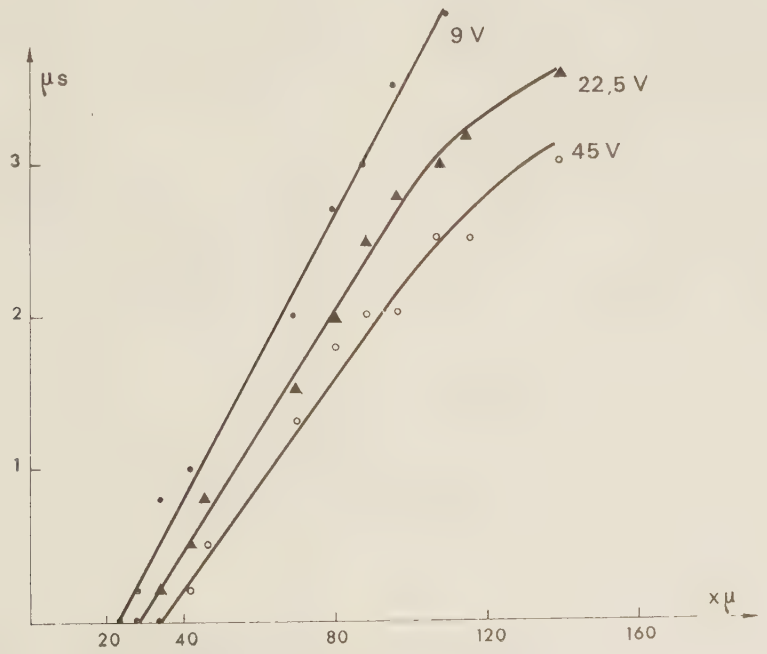


FIG. 7.

les protons, deutons et rayons α (ce qui est assez bien vérifié), on voit que la relation A = A(R) est universelle pour ces particules, pour un profil donné.

Pour les particules arrêtées dans la barrière la relation A = A(E) est linéaire (correction faite de la perte d'énergie dans la zone morte). L'expérience a montré que cette relation est effectivement indépendante de l'ionisation spécifique de la particule.

Pour des particules de long parcours A = A(E) dévie de la linéarité et passe par un maximum. La forme de la courbe expérimentale $\overline{A} = \overline{A}(E)$ dépend dans sa partie non linéaire des constantes de temps de l'amplificateur utilisé : une forte différentiation diminue l'amplitude, la composante lente étant alors partiellement éliminée. La figure 8 illustre ces considérations pour des protons.

4° **Mesure du profil.** — Le tracé de la courbe $\overline{A} = \overline{A}(E)$ permet de mesurer les paramètres du profil.

a) Zone morte : l'extrapolation de la droite $\overline{A}(E)$ à zéro permet de déterminer l'énergie des particules arrêtées juste avant la barrière. Dans notre cas cette énergie était de 140 keV pour les protons, équivalant à une zone morte de 1,5 μ (valeur peu dépendante de la polarisation).

b) Le point où $\overline{A}(E)$ dévie de la linéarité indique l'énergie à laquelle la particule atteint la zone de diffusion. Pour déterminer avec précision ce point on enregistre sur un analyseur multicanaux l'amplitude du signal fortement différencié, en fonction de l'énergie incidente. La précision de la mesure, ramenée au parcours, est de l'ordre de 1 μ. Dans un cas typique, la barrière variait de 17 μ sous 9 V à 27 μ sous 45 V.

c) L'inversion de l'équation intégrale liant A et *f* permet le calcul de *f* dans la zone de diffusion. Cette mesure conduit à la détermination de la longueur de diffusion et de la durée de vie.

d) Dans la pratique, les mesures s'effectuaient au moyen de protons provenant de diverses réactions nucléaires. La réaction $Al^{27}(p, p)Al^{27}$ couvrait le domaine d'énergie de 200 à 2 000 keV. La réaction $C^{12}(d, p)C^{13}$ couvrait le domaine de 2 à 5 MeV.

C. Propriétés statistiques des signaux : résolution

I. — Mesures expérimentales

La dispersion statistique de l'amplitude des impulsions dues à des particules monocinétiques arrêtées dans la barrière est indépendante de l'énergie, mais dépend de la nature de la particule. Cette propriété fondamentale caractérise tous les types de détecteurs à semiconducteur et constitue un de leurs avantages principaux. Dans le cas des jonctions *n-p* examinées, la largeur à mi-hauteur du pic équivaut à 30 keV pour les protons et les deutons, à 40 keV pour les rayons α. La figure 9 montre les résultats. On observe que dans le domaine d'énergie de 0,2 à 2 MeV le parcours des protons dans la barrière varie entre 1 et 30 μ, sans que la largeur du pic en soit affectée.

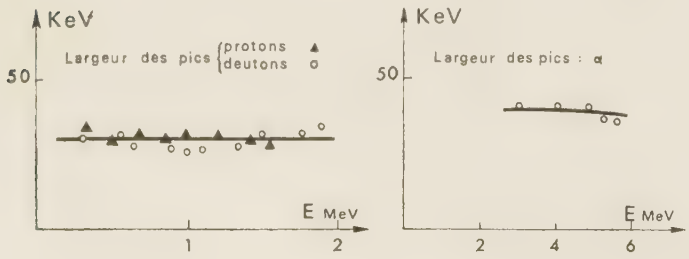


FIG. 9.

On notera que la résolution ne doit plus être exprimée en pour cent mais en largeur (keV). Ainsi, nos détecteurs présentant une largeur de 40 keV, pour les rayons α du Po de 5,3 MeV, leur résolution était de 0,7 p. 100.

La résolution n'est pas affectée par le taux de comptage : des mesures à 10^4 coups/s ont été effectuées.

La forme des pics est sensiblement gaussienne. Le nombre de coups en dehors du pic ne dépend que de la qualité du diaphragme utilisé. Pour des diaphragmes de faible diamètre (1 mm) nous avons utilisé des rubis d'horlogerie [3] qui présentent les avantages suivants :

— bords des trous parfaitement polis ;

— diamètre des trous connu au micron près ;

— noyaux en présence légers, donc diffusion coulombienne par les bords réduite.

Dans ces conditions le nombre des coups en dehors du pic représentait moins de 1 p. 100 du total.

La constance de la largeur du pic facilite dans de grandes proportions l'enregistrement et le dépouillement des spectres.

On notera que si les signaux ont une composante lente, ils donnent lieu à des pics très larges, la collection partielle dans la zone de diffusion étant aléatoire.

La figure 10 montre un spectre comportant de nombreux groupes de la réaction $Al^{27}(d, \alpha)Mg^{25}$. Au chapitre III plusieurs spectres sont présentés, qui illustrent les performances du détecteur.

II. — Interprétation

1° **Examinons les facteurs qui influent sur la dispersion en amplitude.** — *a)* La dispersion statistique

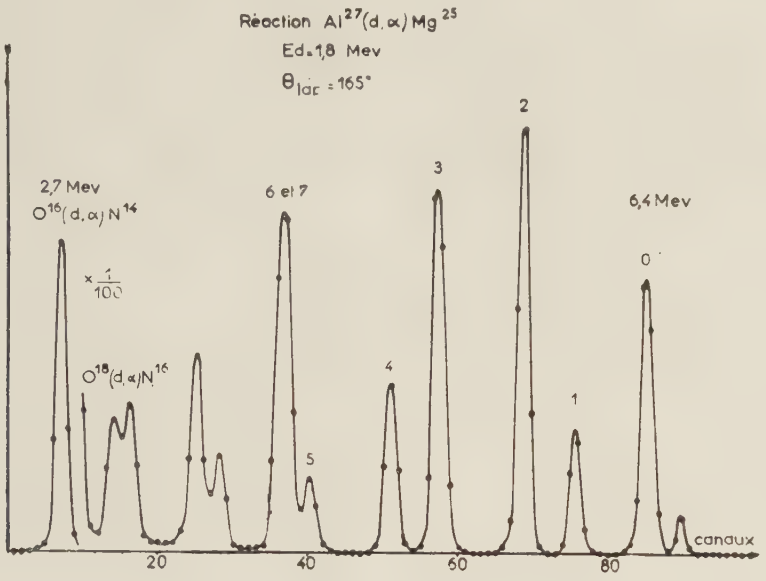


FIG. 10.

sur le nombre de paires électron-trou créées est négligeable étant donné leur très grand nombre.

b) Des irrégularités d'épaisseur de la zone morte ne conduiraient pas à une largeur constante en fonction de l'énergie. Le phénomène observé prouve au contraire que cette zone a une épaisseur bien constante.

c) Le phénomène de dispersion statistique de l'énergie perdue dans la zone morte ne conduit qu'à une dispersion de 9 keV pour les protons, faible devant les 30 keV observés.

d) Le bruit de l'électronique était de l'ordre de 10 keV (voir plus bas).

On en conclut que la largeur observée est une propriété intrinsèque du cristal utilisé.

2° **Limite physique de la résolution.** — Donovan [29] montre que pour les rayons α la résolution est limitée à 15 keV dans le silicium. Cette limite a été effectivement atteinte par des détecteurs à barrière de surface. L'effet est dû à la diffusion coulombienne des noyaux de Si en fin de parcours de la particule. Les noyaux de Si présentent un seuil d'énergie de quelques kiloélectron-volts pour la création de paires. La quantité d'énergie ainsi perdue est aléatoire et conduit à une dispersion fixe, qui dépend surtout de la masse de la particule.

3° **Limite technologique de la résolution.** — La plupart des détecteurs présentent des largeurs de pics constantes et supérieures à 15 keV. Il semble que la dispersion est due à la formation d'un plasma hautement ionisé le long de la trace de la particule à la fin de son parcours (dernier micron). Ce plasma n'est séparé par le champ électrique qu'assez lentement et une recombinaison partielle a lieu. Ces pertes sont aléatoires et dépendent fortement de la pureté du matériau. Pratiquement le phénomène se traduit par un « traînage » dans le temps de collection et nécessite un temps d'intégration assez long (1 μ/s). On verra plus bas les conditions d'utilisation optima des amplificateurs. Cet effet croît avec la charge de la particule détectée, comme le montre la figure 9.

D. **Stabilité des détecteurs**

Le détecteur est essentiellement constitué par une diode, polarisée en non-conduction, dont deux caractéristiques électriques sont particulièrement importantes :

— tension de claquage ;

— courant de saturation, ou courant inverse.

a) La tension de claquage limite la tension de polarisation par conséquent l'épaisseur maximum de la barrière. Il est important que cette barrière soit aussi profonde que possible pour étendre le domaine de linéarité et rendre la capacité petite. Il faut remarquer que le détecteur ne fonctionne pas d'une manière satisfaisante si la tension de polarisation est trop voisine de la tension de claquage. Il peut se produire des impulsions de courant ou « microplasmas » même si la tension de polarisation est nettement inférieure à la tension de

claquage. Ces microplasmas se manifestent par des impulsions qui augmentent en nombre et en amplitude lorsque la tension de polarisation croît. Un de nos détecteurs présentait ce phénomène pour une tension de l'ordre de 45 V alors que le coude de la caractéristique inverse se situait vers 70 V. Les microplasmas sont la conséquence de défauts accidentels dans la jonction : dislocations dans le cristal, non-uniformité de la diffusion, etc. pouvant créer des petites zones où le champ électrique est plus élevé. Le phénomène des microplasmas a été étudié par Rose [52]. La tension de claquage varie selon les échantillons d'un même lot de fabrication. Par contre, pour une même jonction, elle apparaît stable au cours du bombardement.

b) Le courant inverse détermine le bruit de la jonction. Ce bruit peut avoir différentes sources :

— bruit thermique : faible dans le silicium ;

— bruit de surface : la jonction étant dans le vide, ce bruit est négligeable ;

— bruit de recombinaison-génération, analogue au bruit de grenaille ; il croît très rapidement avec le courant inverse. Dans la pratique celui-ci doit être inférieur au microampère pour que le bruit de la jonction soit négligeable devant celui de l'amplificateur.

Dans la pratique on maintiendra la tension de polarisation à une valeur inférieure à la moitié de la tension de claquage.

c) Nous avons constaté que le courant inverse peut augmenter rapidement au cours de l'utilisation si les précautions suivantes ne sont pas prises :

— maintenir la jonction dans la pénombre ;

— empêcher les électrons secondaires, émis par la cible, d'atteindre la surface du détecteur (voir plus bas).

Si toutefois le courant atteint une valeur excessive par suite d'un bombardement électronique de la surface, une « guérison » de la jonction s'obtient par exposition pendant quelques minutes à l'air. Nous avons attribué ce phénomène à la chimidésorption de l'oxygène, accélérée sous vide par la lumière et le bombardement électronique. Ce phénomène observé avec nos jonctions *n-p* n'est pas général. Certains types de détecteurs actuellement produits sont insensibles au bombardement ionique.

d) Le bombardement par des particules énergiques ne semble pas altérer les propriétés des détecteurs. Ceci a été vérifié jusqu'à des flux intégrés de 10^{11} particules par centimètre carré.

E. Utilisation expérimentale

I. — Mesures à haute résolution

1° **Conditions extérieures au détecteur.** — *a)* Cible suffisamment mince pour éviter la dispersion en énergie du faisceau entrant et des particules sortantes.

b) Ouverture angulaire d'observation assez faible.

c) Préamplificateur à faible bruit alimenté par piles et batteries et connexions aussi courtes que possible pour avoir une capacité de charge minimum (voir chap. III).

d) Constantes de temps de l'amplificateur bien choisies. On a vu que la collection présente des phénomènes de « traînage » intéressant une petite partie de la charge totale. En dehors des considérations de rapport signal/bruit inhérentes à l'amplificateur, l'intégration nécessaire de ce « traînage » impose une constante de temps optimum. L'expérience montre que les meilleurs résultats sont obtenus avec des amplificateurs à couplage RC (et non avec mise en forme par ligne à retard), les constantes de différentiation et d'intégration étant égales. Pour des jonctions *n-p* la constante de temps optimum était de 0,3 μs. Elle est usuellement de l'ordre de 1 μs. Ces conditions limitent le taux de comptage à l'ordre de 10^4 coups/s, si on veut exploiter pleinement la résolution.

Il faut veiller à ce que la constante de temps soit imposée par l'amplificateur et non par le système détecteur-préamplificateur.

e) Haute stabilité des gains et des seuils pour des mesures longues.

2° **Conditions imposées au détecteur.** — *a)* Zone morte assez faible.

b) Courant inverse faible et stable ; absence de microplasmas. Le détecteur doit être à l'abri d'une lumière intense ; une obscurité totale n'est cependant pas nécessaire.

c) Tension de polarisation, n'excédant pas la moitié de la tension de claquage ; excédant la tension V_{min} définie plus haut.

II. — Identification des particules

On peut en principe identifier des particules de diverses natures en mesurant leur énergie et leur ionisation spécifiques. Pour des particules de long parcours ceci est possible au moyen d'un télescope formé d'un détecteur mince dit de « dE/dx » et d'un détecteur à absorption totale. Dans le domaine d'énergies envisagé ici, les parcours sont de l'ordre de 50 μ et de tels télescopes sont irréalisables. Un choix judicieux du profil du détecteur permet néanmoins une identification dans de nombreux cas.

1° **Choix du profil.** — Si deux particules de même énergie mais d'ionisation spécifique différente s'arrêtent

dans la barrière, elles fournissent des signaux identiques. Si toutefois l'une d'elles pénètre dans la zone de diffusion, le signal qu'elle produit :

— n'est pas proportionnel à l'énergie ;
— a une composante lente.

On choisira donc le profil de telle sorte que cette situation soit réalisée. On peut alors effectuer l'identification de deux manières :

a) *Sélection par « saturation »*. — La courbe amplitude-énergie de la particule pénétrante passe par un maximum A_m (fig. 8), celle de la particule peu pénétrante est linéaire jusqu'à une amplitude A_L. On a $A_L > A_m$.

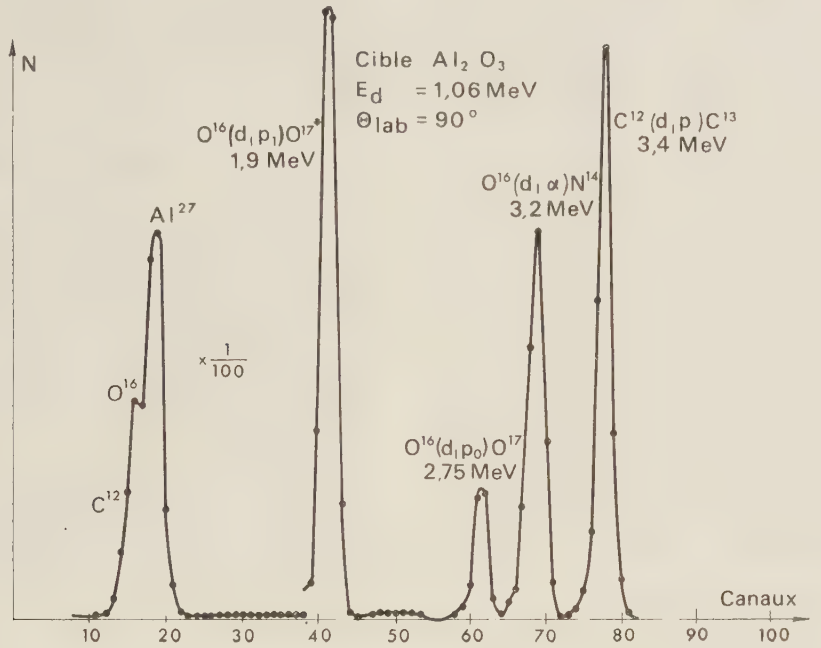


FIG. 11.

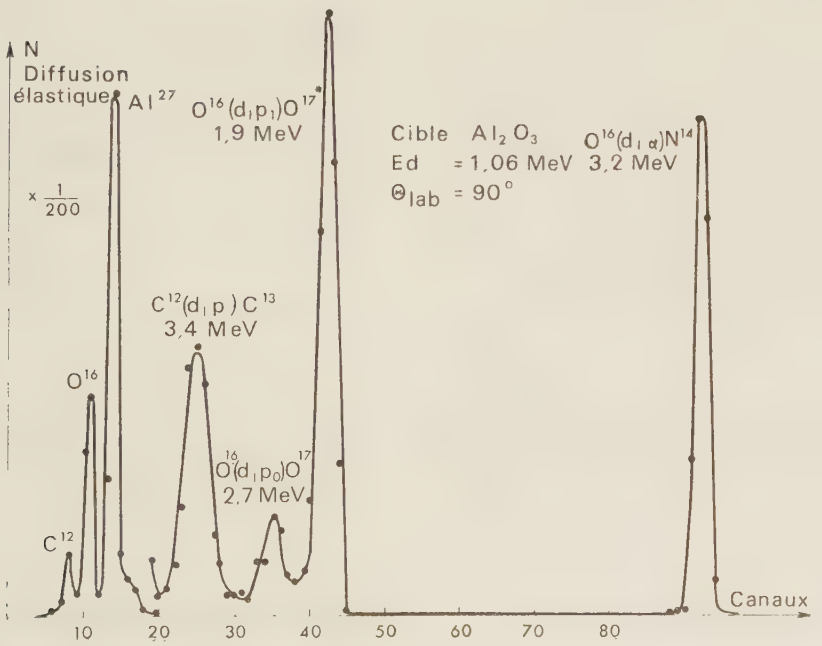


FIG. 12.

Dans l'intervalle (A_m, A_L) seuls les signaux de la particule peu pénétrante apparaissent. L'effet de saturation en amplitude a donc éliminé les signaux gênants de cet intervalle. Les figures 11 et 12 illustrent la méthode. Le spectre de la figure 11 a été enregistré avec une barrière de 80 μ où protons et rayons α sont arrêtés. Le pic α est entouré de pics de protons. La figure 12 montre le spectre obtenu dans les mêmes conditions avec une barrière de 30 μ. Les pics de protons ne peuvent pas dépasser 1,5 MeV. Ils apparaissent élargis et dans l'ordre inverse de celui de leur énergie (partie décroissante de la courbe $\overline{A}(E)$). Le pic α est bien séparé.

b) *Sélection par forme d'impulsion.* — Les signaux dus aux particules pénétrantes sont identifiés électroniquement par leur composante lente. En fait, cela équivaut à utiliser la zone de diffusion comme un second détecteur derrière la barrière, monté en anticoïncidence [3]. La figure 13 montre le schéma logique. Le signal passe par deux chaînes. Une chaîne est réglée aux conditions optima pour la résolution vue plus haut. L'autre chaîne est réglée pour une mise en forme optimum pour la sélection en temps de montée. Il est préférable de monter l'amplificateur loupe avant le verrou électronique pour éviter une baisse de résolution due aux fluctuations du verrou. De tels circuits ont été réalisés d'après ces principes par Funsten [31].

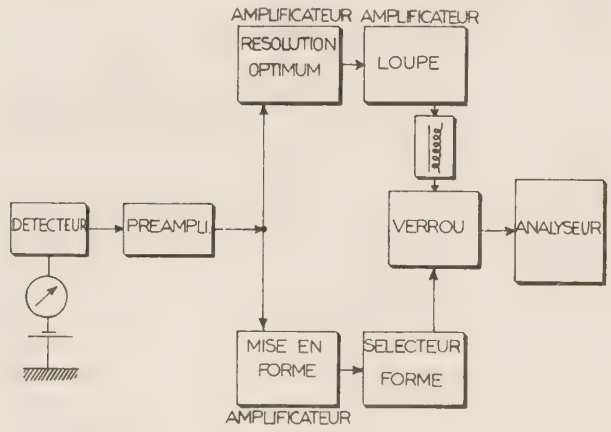


FIG. 13.

2° **Choix du détecteur.** — On a vu que pour un détecteur donné la barrière ne peut varier avec la polarisation que dans l'intervalle (B_{min}, B_{max}). En pratique, B_{max}/B_{min} excède rarement le facteur 3. En particulier, B_{min} est limité par la relation :

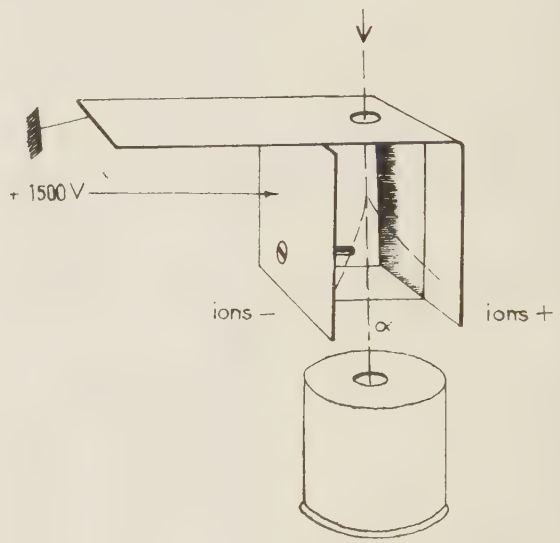
$$E_{min} < E \sim \frac{V}{(V_r)^{1/2}} \sim \frac{B_{min}}{r}.$$

La résistivité du silicium est donc limitée par $r < KB_{min}/E_{min}$. Par exemple pour $B_{min}=30\,\mu$, $r<150\ \Omega$/cm (silicium n). On voit que la résistivité doit être choisie en fonction de l'expérience prévue et qu'en particulier la fabrication de détecteurs dans du matériau peu résistant s'impose.

III. — Protection des détecteurs

On a vu que les jonctions n-p dans du silicium n sont sensibles au bombardement ionique. Un tel bombardement a lieu lorsque la cible utilisée est constituée par un matériau conducteur (cas général). Les électrons secondaires émis ont une énergie de l'ordre de 100 eV ; ils créent à leur tour des ions positifs dans le gaz résiduel de la chambre de diffusion.

La protection est obtenue au moyen d'un déflecteur électrostatique montré figure 14. Un champ transversal de 1 000 V/cm était suffisant pour balayer les ions des deux signes. Ainsi protégés, les détecteurs pouvaient fonctionner 40 heures sans modification de leur courant inverse (1 minute sans protection).



G. 14.

CHAPITRE II

LES CIBLES D'OXYGÈNE

I. Caractéristiques des cibles requises par l'expérience

1° Les particules α produites par les réactions étudiées ont un parcours du même ordre que les particules du faisceau incident : on ne peut donc les filtrer et en l'absence d'une sélection magnétique les particules diffusées par la cible et les rayons α sont détectées de la même façon. Le taux de comptage admissible par les détecteurs étant limité (quelque 10^4 coups/s), il importe de réduire la diffusion. La composition de la cible détermine donc le taux de comptage utile des rayons α ainsi que l'angle limite inférieur de détection par rapport au faisceau, la diffusion coulombienne augmentant fortement aux faibles angles. Ainsi, la cible doit contenir un minimum de noyaux autres que l'oxygène, et ces noyaux doivent avoir un numéro atomique Z aussi faible que possible, puisque la diffusion varie en Z^2.

Les noyaux étrangers présents dans la cible ne doivent néanmoins pas être légers, de sorte qu'ils ne produisent pas de réactions parasites gênant les mesures.

2° La cible doit être réalisable aussi bien en O^{16} qu'en O^{18}.

3° Pour l'étude de résonances étroites (de l'ordre du keV) la cible doit être :

— abrupte : le faisceau doit atteindre d'emblée la région où la concentration d'oxygène est maximum. Ceci permettra la mesure précise des largeurs de résonance les plus faibles ;

— mince, pour déformer le moins possible les courbes d'excitation.

La cible doit pouvoir être électriquement isolée : les résonances étroites sont en effet décrites en portant la cible à une tension variable (voir chap. III).

4° L'expérience requiert encore que les cibles soient uniformes, reproductibles en épaisseur et que leur contenu en oxygène soit quantitativement bien connu. Il faut qu'elles supportent un gros courant de faisceau pendant un temps long sans modification. Il faut enfin que leur préparation et leur manipulation soient simples.

II. Le choix

1° Cible gazeuse

Cette solution ne convenait pas pour les raisons suivantes :

— La cible gazeuse à pompage différentiel n'est pas abrupte : le gaz traversé par le faisceau jusqu'au volume actif provoque la dispersion en énergie du faisceau ; la réduction de la pression provoque une chute du taux de comptage inadmissible.

— Pour l'O^{18} une fenêtre d'entrée est indispensable (l'isotope séparé étant très coûteux) et la situation est encore plus défavorable.

— La cible ne peut être isolée, vu sa complexité mécanique.

Dans ces conditions la réalisation d'une cible mince sans support s'imposait.

Notons que Carlson et al. [24] ont utilisé une cible gazeuse avec une fenêtre de Ni de 1 000 Å pour étudier la réaction $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$. La résolution en énergie de leur mesure était de l'ordre de 5 keV.

2° Cibles d'oxyde

Diverses méthodes avaient été utilisées pour construire des cibles d'oxydes, sans support.

a) Holmgren et al. [39] ont mis au point l'oxydation à chaud de films minces de nickel en atmosphère gazeuse. Hill et Blair [37] ont utilisé cette méthode pour étudier la réaction $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$; leur résolution n'était pas meilleure que 20 keV et le taux d'oxydation du nickel restait inconnu.

b) Muggleton et Howe [49] ont évaporé du WO_3 sur des films de carbone et Yagi et al. [63] du LiOH et BaO sur des films d'or. Ces auteurs ont obtenu des cibles très minces mais ont dû recourir à un aimant pour analyser les produits de réaction.

c) On a mis au point tout d'abord des cibles de MoO_3 évaporées sur des films de polystyrène. La diffusion provoquée par le noyau de molybdène était cependant trop forte pour nos expériences.

d) Bromley et al. [18] ont utilisé des films de Al_2O_3 obtenus par oxydation anodique de l'aluminium pour l'étude de la réaction $O^{16}(He^3, He^4)O^{15}$ qui présente des problèmes similaires à ceux qu'on a rencontrés. On a opté pour cette solution qui remplit toutes les conditions requises.

La méthode décrite ici complète celles mises au point par Harris [35] et Hauser et Kerler [36] ; elle conduit à une production simple et sûre de films très minces, sans support, de Al_2O_3 contenant du O^{16} ou du O^{18}.

III. Méthode de préparation par oxydation anodique

1° Principe

a) L'oxydation anodique s'observe sur un certain nombre de métaux : Al, Ta, Nb, Si, etc. Ces métaux utilisés comme anode dans un électrolyte convenable se recouvrent d'une couche d'oxyde dont l'épaisseur ne peut croître au-delà d'une valeur limite strictement proportionnelle à la tension appliquée. La couche formée est semiconductrice et quand l'épaisseur limite pour une tension donnée est atteinte, le courant ionique tombe à zéro. Ces couches ont des propriétés remarquables :

— Composition : la variété la plus stable de l'oxyde métallique est formée avec une très grande pureté : Al_2O_3, Ta_2O_5, etc.

— Haute résistivité électrique : supérieure à 10^{13} Ω/cm.

— Homogénéité et uniformité en épaisseur à quelques plans moléculaires près.

— Transparence parfaite.

— Grande résistance mécanique et thermique.

De nombreux ouvrages étudient la formation et les propriétés des films d'oxyde anodiques, dont les traités de Young ou de Güntherschulze [34].

b) Le film d'oxyde peut être détaché et obtenu sans support chaque fois qu'une technique de dissolution sélective du métal est possible. C'est le cas de l'aluminium, dissous à l'acide chlorhydrique ou du silicium éliminé à chaud par du chlore gazeux. Dans la suite nous ne décrivons que la méthode relative à l'aluminium.

2° Le processus électrolytique

a) **L'électrolyte.** — L'électrolyte ne doit pas attaquer l'oxyde formé, sinon une couche poreuse apparaît et croît indéfiniment. L'électrolyte utilisé est une solution aqueuse de citrate d'ammonium à 3 p. 100. La densité de courant initiale est limitée à 100 mA/cm², au moyen d'une résistance. La tension est fournie par une source à grand débit (accumulateur, etc.). Dans ces conditions, le courant diminue rapidement et atteint 0,1 mA/cm² en 2 minutes environ ; la croissance de la couche est alors pratiquement terminée.

La solution est préparée avec de l'eau très pure, désionisée (résistivité de l'ordre de 100 kΩ/cm). Elle ne se conserve pas plus de 15 jours à cause de la formation de bactéries.

Il arrive que le courant ne diminue pas d'une manière satisfaisante. Ceci est dû à la formation d'acide citrique libre et la chute du *p*H au voisinage de l'anode par les champs électriques intenses qui y règnent ; le citrate d'ammonium est en effet un mauvais tampon. Cet acide libéré attaque l'oxyde et une couche poreuse épaisse se forme en certains points. Si l'anode est une feuille mince d'aluminium, ces points s'observent par transparence parce que la feuille s'oxyde de part en part. Ce phénomène peut être évité en augmentant le *p*H près de l'anode par :

— l'emploi d'un grand volume d'électrolyte (250 cm³) ;

— l'addition d'ammoniaque, si besoin est, jusqu'à la disparition de l'anomalie.

Dans ces conditions, la tension maximum appliquable est de l'ordre de 150 V. Au-delà, des claquages se produisent et détruisent le film. Pour former un film plus épais il faut soit diminuer la concentration, soit utiliser un autre électrolyte : mélange acide borique-borax, par exemple [65]. L'anion d'acide citrique présente toutefois l'avantage de ne contenir que les noyaux H et C évitant ainsi les risques de contamination de la cible par le noyau B.

b) **L'aluminium.** — Le film d'oxyde est formé sur une feuille d'aluminium laminée d'une épaisseur de 20 μ. Dans cette application la pureté ne doit pas être trop grande, pour permettre une dissolution rapide par HCl [35]. On utilise de l'aluminium laminé industriel recuit (1). La pureté est de 99,8 p. 100 (résidu : Si, Fe) ; le recuit assure la plasticité et la propreté de la feuille qui n'est pas nettoyée avant oxydation.

c) **Les électrodes.** — Toute trace de métal sur les électrodes ne subissant pas lui-même l'oxydation anodique bloque le processus. Il faut veiller à ce qu'à l'anode seul l'aluminium touche la solution. C'est pourquoi les feuilles d'aluminium doivent être oxydées avant leur montage dans un cadre. La cathode est en aluminium ou en tantale.

d) **Épaisseurs obtenues.** — L'épaisseur de Al_2O_3 est de 13,7 Å par volt appliqué. On admet encore le chiffre de 0,47 μg/cm² [35] qui sert de base au calcul de la quantité d'oxygène contenue par la cible, compte tenu de la formule Al_2O_3. On estime l'erreur sur cette quantité à ± 2 p. 100. La tension appliquée était mesurée avec la précision du centième.

3° Les manipulations mécaniques

a) Le film mince est dégagé par dissolution sur une portion circulaire de la feuille d'aluminium ; celle-ci soutient naturellement le film par continuité. Comme la feuille d'aluminium est elle-même trop fragile, elle est serrée dans un cadre en laiton qui permet une manipula-

(1) Marque SOPALU à surface brillante.

tion sûre. Le film est donc porté par une couronne d'aluminium bordé de laiton. La figure 1 représente le détail de la fixation (échelle non respectée), la figure 2, l'aspect du cadre.

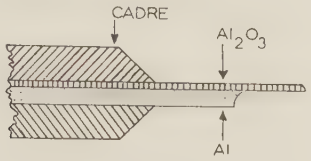


FIG. 1.

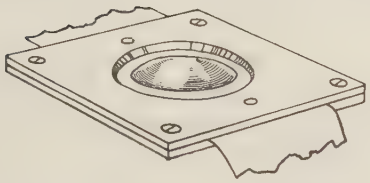


FIG. 2.

b) La contraction des films minces soumis à un vide poussé (de l'ordre de 10^{-5} mm Hg) est un phénomène bien connu, encore qu'inexpliqué. Les films de Al_2O_3 n'échappent pas à la règle ; les premiers films que nous avons obtenus étaient très solides dans l'air mais se déchiraient après un séjour dans le vide d'une dizaine de minutes, le film ne présentant aucune élasticité. Il faut donc que le film ait à l'origine une surface supérieure à la surface géométrique définie par la couronne d'aluminium, de manière à compenser la contraction dans le vide. On a trouvé qu'un excès de surface de l'ordre de 2 p. 100, qui donnait un film « fripé » à l'air, conduisait à un film parfaitement plan dans le vide.

Cet excès de surface est obtenue par la « préformation » de la feuille d'aluminium avant oxydation. La feuille montée dans un dispositif (fig. 3) étanche est soumise à une dépression sur sa face brillante, ce qui lui donne une forme de calotte sphérique. La dépression utilisée détermine la flèche de la calotte, donc l'augmentation de surface ; un manomètre permet d'obtenir des résultats reproductibles. La feuille garde sa forme d'une manière permanente si de l'aluminium recuit est utilisé. Lors de la préformation, deux trous de guidage sont percés dans la feuille pour permettre son positionnement précis dans le cadre (fig. 4).

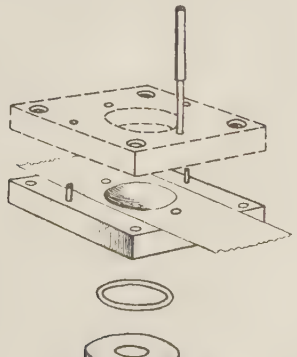


FIG. 3.

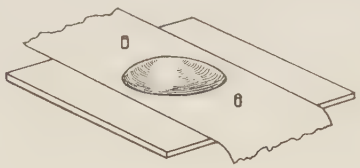


FIG. 4.

c) Une fois formée, la feuille est oxydée au voltage choisi, lavée à l'eau pure, soigneusement séchée et montée dans le cadre (fig. 4 et 2). Elle est alors prête pour la phase de la dissolution.

4° La dissolution

a) Pour dissoudre l'aluminium, il faut d'abord dégager sa surface en détruisant le film d'oxyde sur une de ses faces. Cette opération se fait du côté mat de la feuille, qui se présente en creux. L'oxyde est détruit par une solution 8 normale de NaOH appliquée pendant un temps t tel que :

$$t_{\text{minutes}} = \frac{V_{\text{volt}}}{10}$$

V étant le voltage appliqué lors de l'oxydation [35].

Il est indispensable de dégager l'aluminium sur une surface parfaitement circulaire. Des irrégularités dans le contour induisent en effet des tensions dans le film qui conduisent à sa destruction rapide. Une technique de masquage a été mise au point dont le principe est illustré par la figure 5. Un joint torique sec est posé sur

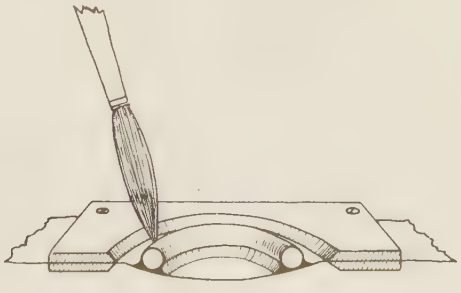


FIG. 5.

la feuille dont la forme en calotte sphérique assure un bon contact mécanique avec le joint. Une goutte d'une solution de cire Apiezon (1) dans du trichloréthylène est alors déposée sur la face supérieure externe du joint. Si la viscosité de la solution est convenablement choisie, le liquide fait le tour du joint et dessine à l'intérieur de celui-ci le contour d'un cercle ; les phénomènes de capillarité en assurent la grande régularité. Après séchage de 30 minutes le NaOH est introduit avec un compte-gouttes dans la cuvette ainsi formée pour le temps défini plus haut. Le cadre est alors lavé à l'eau et à l'alcool et le joint enlevé dans un bain de trichloréthylène. Ces opérations sont facilitées par l'emploi de seringues. L'aluminium est ainsi dégagé sur une surface parfaitement circulaire. Un examen microscopique a montré que les irrégularités du contour sont inférieures à 0,1 mm.

b) L'aluminium est dissous dans une solution de ClH 8 normale additionnée de 0,5 g/litre de $CuCl_2$ [35]. Ce sel ainsi que les impuretés contenues par l'aluminium (0,2 p. 100) accélèrent l'attaque, qui est terminée en 2 minutes, pour une feuille de 20 μ. L'opération se fait dans un récipient (fig. 6) pourvu d'un tube

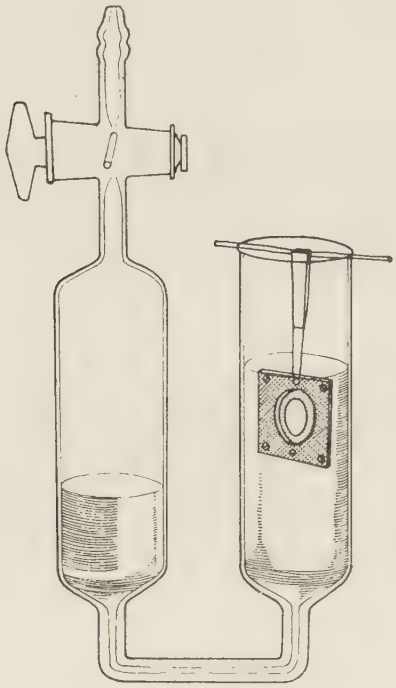


FIG. 6.

capillaire qui permet de faire descendre le liquide doucement, de façon à éviter les remous qui pourraient détruire le film. La dissolution est terminée lorsque la partie dégagée devient complètement transparente. Un lavage à l'eau pure dans un récipient identique termine l'opération.

5° Cibles très minces

Les films d'une épaisseur inférieure à 500 Å fabriqués de cette façon éclatent en cours de manipulation. Ceci est dû aux tensions qui prennent naissance à la jonction de l'aluminium avec l'oxyde. On supprime ces tensions à la limite du film très mince en introduisant une couronne intermédiaire d'oxyde d'une épaisseur de l'ordre de 700 Å (fig. 7). Ceci est obtenu par une techni-

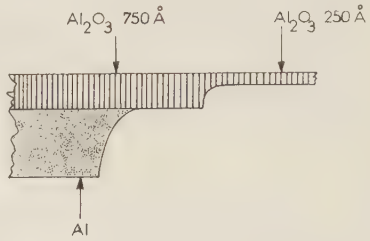
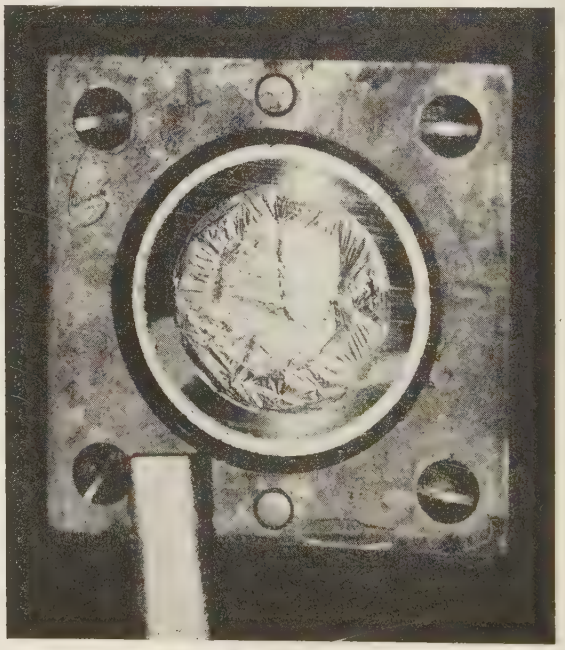


FIG. 7.

que d'oxydation double. Le centre de la calotte d'aluminium est d'abord masqué par la technique du joint torique avec de l'Apiezon. Une première oxydation à environ 50 V forme la couronne d'oxyde. Après disso-



(1) « Apiezon Wax », de marque américaine, la marque française n'a pas les propriétés d'adhérence voulues ici.

lution du masque, la partie centrale est oxydée à la tension voulue. Le reste des opérations est inchangé. L'eau de lavage doit cependant être additionnée d'un volume égal d'alcool ; ceci diminue la tension superficielle du liquide, donc les risques d'éclatement au cours du lavage dus aux forces capillaires.

6° Réalisations

Les cibles réalisées avaient un diamètre de 16 mm. La dépression utilisée pour la préformation était de 1/2 atmosphère, la flèche obtenue 1 mm. En suivant scrupuleusement les indications qui précèdent on obtient un taux de succès de production de 90 p. 100 pour des cibles d'une épaisseur descendant jusqu'à 500 Å (40 V). La méthode de la double oxydation a permis la réalisation de cibles de 250 Å sur un diamètre de 10 mm. La photographie ci-contre montre l'aspect de la cible observée par réflexion. On distingue successivement à partir du cadre un anneau brillant d'aluminium plat, un anneau d'aluminium incurvé, un anneau d'oxyde de 700 Å et un disque d'oxyde de 250 Å. L'anneau de 700 Å apparaît plus fripé que le centre de 250 Å.

IV. Cibles en O^{18} (1)

1° L'utilisation d'un électrolyte enrichi conduit à des cibles en O^{18}. Des problèmes supplémentaires se posaient cependant du fait du coût très élevé de l'eau enrichie (2) ; le volume de la cellule d'électrolyse ne devait pas dépasser 5 cm³.

2° L'eau utilisée avait la composition suivante :

— formule : D_2O ;
— enrichissement : 95 p. 100 O^{18},
1,7 p. 100 O^{17},
3,3 p. 100 O^{16}

(la proportion de O^{18} dans l'eau naturelle est de 0,24 p. 100).

De l'acide citrique marqué à l'O^{18} a été utilisé pour être sûr de la composition finale de l'oxyde. Le marquage a été obtenu par ébullition d'acide citrique naturel dans de l'eau enrichie pendant 48 heures. L'échange isotopique était alors complet, comme le démontraient les analyses au spectrographe de masse. L'acide obtenu contenait 90 p. 100 de O^{18}.

L'ammoniaque utilisée était obtenue en saturant de l'eau enrichie par du gaz ammoniac pur.

3° La cellule d'électrolyse est montrée figure 8. Le faible volume de l'électrolyte et la proximité des électrodes conduisaient à des phénomènes d'oxydation poreuse violents ; ceux-ci ont été éliminés par l'adjonction massive d'ammoniaque. Le *p*H de la solution a dû être maintenu entre 9 et 10. Les manipulations se faisaient à l'air, mais aussi rapidement que possible, pour éviter la contamination de l'électrolyte enrichi par l'oxygène ordinaire.

4° L'électrolyte contenait 90 p. 100 de O^{18} après usage (dans le sel et dans le solvant). C'est la composition que nous avons admise pour les cibles.

5° La structure de ces films de $Al_2O_3^{18}$ était particulière : la couche d'oxyde naturel présente sur l'aluminium avant l'oxydation dans l'électrolyte enrichi (épaisseur mesurée 90 Å) subsistait intacte sur la face du film en contact avec le métal [8]. A l'épaisseur nominale du film il fallait donc soustraire 90 Å, correspondant à une couche ne contenant pas de O^{18} (voir chap. III et 2e thèse).

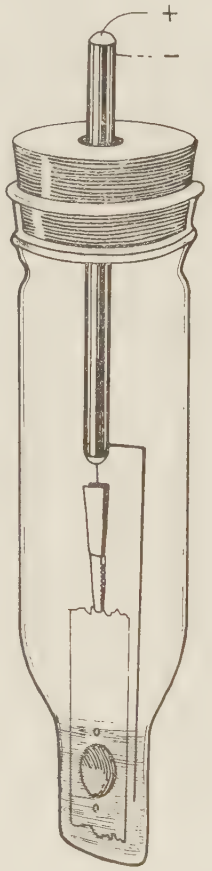


FIG. 8.

6° Cette structure particulière a été mise à profit pour la construction de cibles O^{18} d'épaisseur arbi-

(1) Travail exécuté à l'Institut Weizmann en Israël.

(2) Environ 5 000 F par centimètre cube.

trairement faible. L'aluminium était préalablement oxydé à 40 V dans un électrolyte naturel. L'oxydation était ensuite complétée dans un électrolyte enrichi à un voltage $V = 40 + \Delta V$. L'épaisseur de $Al_2O_3^{18}$ obtenue correspondait donc à ΔV. Aucun mélange des deux isotopes n'a été observé [8] (voir 2e thèse). On obtenait ainsi des films minces (à partir d'une couche monomoléculaire) de $Al_2O_3^{18}$, supportés par un film de 500 Å de $Al_2O_3^{16}$.

V. Performances des cibles

1° Tenue au faisceau

Une légère métallisation des cibles de Al_2O_3 augmente beaucoup leur résistance au faisceau (voir Appendice). Les deux types de cible, métallisées et non métallisées, ont été utilisés.

a) **Cibles Al_2O_3 non métallisées.** — Dans les expériences où la connaissance exacte de la quantité absolue d'oxygène dans les cibles était requise, celles-ci étaient utilisées sans être métallisées. La métallisation, en effet, introduit des traces d'oxygène indésirables. La conductivité thermique de Al_2O_3 étant très faible, la chaleur produite par le faisceau est évacuée entièrement par rayonnement superficiel. Le courant de faisceau maximum admissible est déterminé par la température la plus haute à laquelle la cible peut être portée sans risque de destruction. Pour un diamètre de faisceau de 1 mm une cible de 1 000 Å bombardée par des protons de 1 MeV (perte d'énergie 5 keV) pouvait supporter un courant de 0,3 μA sans subir de dommage. Cela représente une densité d'énergie rayonnée de 0,15 W/cm². Ce faible chiffre s'explique compte tenu de la haute transparence et de la faible épaisseur du film. La température d'équilibre était estimée à 500° C. Dans ces conditions la cible pouvait supporter un bombardement de 48 heures, la perte d'épaisseur restant inférieure à 2 p. 100. En d'autres termes pour un flux intégré de protons de 10^{20}/cm² une cible d'une densité superficielle de 10^{18} atomes/cm², avec un dégagement de puissance calorifique de 30 kW/cm³, reste inchangée. Ceci donne la mesure de la solidité de la cible, due probablement à la très forte liaison de la structure cristalline de Al_2O_3. Des courants plus forts pouvaient être admis pendant de courtes périodes, mais conduisaient à la longue à une perte de matière inadmissible.

La limite d'utilisation d'une cible était fixée par la formation d'un dépôt de carbone au point d'impact du faisceau. En changeant ce point périodiquement, il était possible d'utiliser la même cible plusieurs mois.

b) **Cibles Al_2O_3 + Al.** — Lors d'études de rendements de réaction en valeurs relatives les cibles étaient couvertes sur une de leurs faces d'une couche d'aluminium, obtenue par évaporation sous vide selon des méthodes classiques [38]. La quantité déposée était égale à la moitié du contenu en aluminium du film, la formule globale approximative étant alors Al_2O_3 + Al. Ce procédé permettait de multiplier par 3 à 4 les courants admissibles, soit $\sim$ 1 μA dans les conditions décrites plus haut.

2° Autres propriétés et utilisations

a) L'uniformité et la reproductibilité de cibles de 600 Å étaient assurées à 1 p. 100 près (un plan moléculaire). Ces mesures s'effectuaient par l'observation du rendement de diverses réactions nucléaires (voir 2e thèse).

b) Des films de Al_2O_3 réalisés d'après ces méthodes ont été utilisés par la suite par d'autres auteurs comme support léger de dépôts minces de diverses matières. Citons l'étude en coïncidence de fragments de fission [32] et l'étude du noyau F^{19} déposé sous forme de CaF_2 [25]. L'utilisation de films de ce type dans les techniques d'intensification d'image comme support de dynodes transparentes prend actuellement une importance croissante [61].

c) La résistance mécanique et la structure hermétique des films de Al_2O_3 en font des fenêtres minces idéales. Un film de 1 000 Å sur un diamètre de 16 mm a résisté sans se rompre à la pression d'une colonne d'eau de 30 cm. Ces fenêtres se sont montrées étanches à une pression de 2 cm Hg d'hydrogène [41]. Cette résistance mécanique est favorisée par la « préformation » sphérique utilisée dans la méthode exposée plus haut.

CHAPITRE III

LES EXPÉRIENCES

A. Dispositif expérimental

I. — Le faisceau

1° **L'accélérateur.** — Les expériences ont été exécutées à l'aide de l'accélérateur Van de Graaff de 2 MeV de l'École Normale Supérieure, à Paris. Un système à télécommande permettait l'extraction de protons ou de deutons à volonté. Un aimant de déviation déterminait l'énergie du faisceau après déflexion d'un angle de 22°. Les lèvres de stabilisation étaient réglées à une ouverture de 2 mm (2 keV pour des protons de 1 MeV). Dans ces conditions le courant du faisceau dévié pouvait atteindre 6 μA. L'énergie était définie par un diaphragme en tantale d'un diamètre de 1 mm, placé à 30 cm des lèvres (fig. 1). Grâce à la bonne focalisation du faisceau, le courant des particules traversant ce diaphragme pouvait atteindre 3 μA.

2° **Mesure du courant de faisceau.** — *a)* Le faisceau, après traversée de la chambre de diffusion, était recueilli dans une cage de Faraday isolée de la chambre par 20 cm de verre (fig. 1). La cage de Faraday, entièrement tapissée de tantale, contenait à son extrémité une tourelle mobile, pouvant contenir 6 cibles avec support, ce qui permettait l'étude de réactions (p, γ) ou (p, n). La perte d'électrons secondaires par la cage était prévue par :

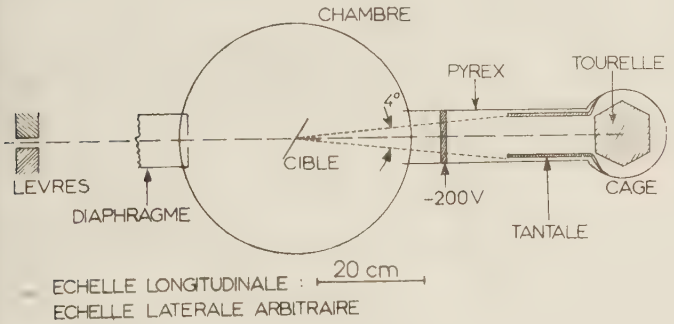


FIG. 1.

— un tube en tantale de 15 cm relié à la cage ;

— un anneau de garde porté à un potentiel de −200 V.

Cet anneau repoussait également les électrons émis par la cible sans support. La cage elle-même était maintenue à un potentiel nul.

b) La cage de Faraday était vue par le centre de la chambre de diffusion sous un angle de 4°. Pour obtenir une mesure correcte du courant, il fallait vérifier que la diffusion multiple dans la cible n'ouvre pas le faisceau à un angle supérieur à 4°. Avec les cibles minces formées de noyaux légers que nous avons utilisées, cette condition était largement remplie. Des cibles en or auraient conduit en revanche à de grosses erreurs.

c) Le courant recueilli par la cage de Faraday était mesuré par un intégrateur à haute impédance. La capacité d'entrée était choisie en fonction du courant de manière à être déchargée à un rythme d'environ 1 coup/s. L'étalonnage de l'intégrateur était effectué par rapport à un galvanomètre AOIP garanti à 1 p. 100. La linéarité globale était assurée à 2 p. 100. C'est la précision que nous avons admise dans les mesures de section efficace absolue.

3° **Détermination de l'énergie de bombardement.** — *a)* **Repérage du champ magnétique.** — Le champ magnétique régnant dans l'entrefer de l'aimant détermine l'énergie de bombardement d'une manière univoque. Ce champ était repéré par l'intensité du courant d'excitation, connue à tout instant grâce à une méthode d'opposition potentiométrique. Le courant était stabilisé à l'ordre de 10^{-4}.

Les phénomènes d'hystérésis dans le fer de l'aimant conduisaient, en dépit d'un recyclage soigneux, à une incertitude sur le zéro de l'échelle du champ magnétique (1 p. 100 de la valeur correspondant à des protons de 2 MeV). Le repérage du zéro se faisait par rapport à la position en énergie d'une résonance de réaction nucléaire de référence. La correction ainsi déterminée était considérée comme additive et appliquée à la valeur lue du courant. Dans la mesure du possible, les expériences étaient exécutées sans coupure de l'aimant afin d'éviter les erreurs de raccordement.

Dans ces conditions, l'énergie du faisceau pouvait être variée par pas de 2 keV de 0,5 à 2 MeV.

b) **Variation fine de l'énergie.** — La description de résonances étroites nécessitait un pas de 0,25 keV, impossible à obtenir avec le dispositif d'alimentation de l'aimant. De plus, de telles mesures demandaient à être répétées plusieurs fois ; l'hystérésis excluait cette possibilité.

Un pas fin était obtenu en laissant l'énergie du faisceau fixe et en variant le potentiel de la cible par rapport à la masse de l'accélérateur. Une alimentation H. T.

stabilisée, étalonnée à 1 p. 100 près, permettait une excursion de $\pm$ 5 keV autour de l'énergie du faisceau. Le pas minimum et la précision locale en énergie n'étaient limités que par la stabilité de l'aimant. Pour une énergie de protons de 1 MeV, cette stabilité était meilleure que 0,25 keV pour une période de 30 minutes.

c) **Spectre d'énergie des particules du faisceau.** — Le spectre d'énergie des particules frappant la cible est déterminé par :

— le diaphragme ;
— la qualité de la focalisation.

Soit en effet Γ le contour du diaphragme rapporté à un système d'axe x, y, où Oy est l'axe d'énergie égale et Ox l'axe des énergies croissantes. On a $E = E_0 + ex$, où e est la variation d'énergie par unité de longueur par rapport à l'énergie centrale E_0. Soit $d(x, y)$ la densité de courant dans le faisceau et N(E) le spectre d'énergie. On a :

$$N(E) = \int_\Gamma d(x, y)dy = f(x) = f\left(\frac{E - E_0}{e}\right)$$

où l'intégration en y s'étend aux limites de Γ (fig. 2).

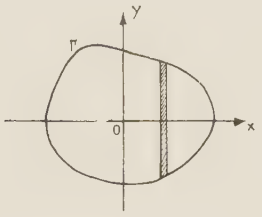


FIG. 2.

On voit que toutes choses égales, un changement de la répartition $d(xy)$, c'est-à-dire de la focalisation, peut changer le spectre N(E) appréciablement. La figure 3 montre deux cas pour un diaphragme circulaire.

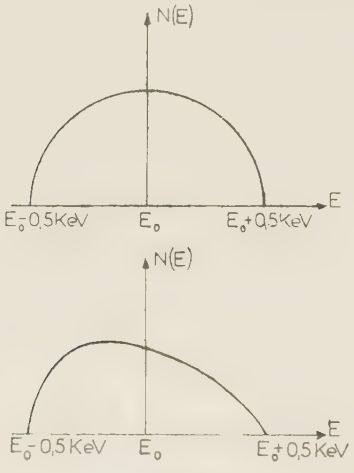


FIG. 3.

1° $d(x, y) = \text{Cte}$.
2° $d(xy) = \text{Cte}$ en y et linéaire en x.

On constate ainsi que la focalisation peut changer l'énergie moyenne d'une fraction appréciable de l'écart d'énergie maximum.

Dans notre cas, cet écart maximum était de 1 keV pour une énergie de protons de 1 MeV. La focalisation était réglée de manière à faire coïncider le centre du diaphragme et celui de la distribution $d(xy)$. Ceci était obtenu lorsque le courant passait par un maximum, la tension de focalisation étant variable. Il a été constaté qu'un changement de focalisation pouvait changer l'énergie moyenne du faisceau d'une quantité allant jusqu'à 0,5 keV. Dans les expériences délicates, la focalisation et le courant étaient donc maintenus rigoureusement constants.

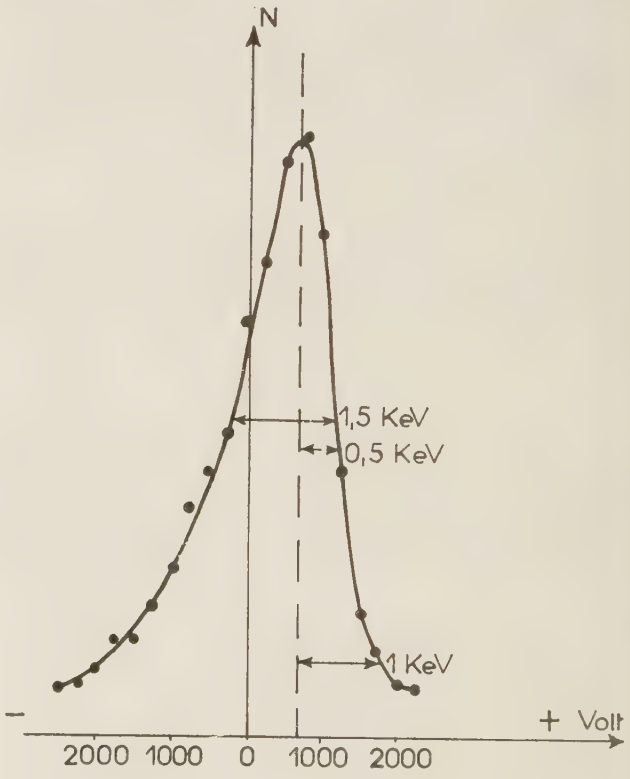


FIG. 4.

La figure 4 montre la courbe d'excitation de la réaction $Al^{27}(p, \gamma)$ au voisinage de la résonance de 993 keV. La cible avait une épaisseur de 8 $\mu g/cm^2$, soit 1,4 keV. La montée de la courbe (tension appliquée à la cible décroissante) se fait en 1 keV. La descente est plus lente, vu la dispersion en énergie du faisceau au passage de la cible (voir 2e thèse). L'élargissement de la raie dû à l'agitation thermique des molécules de la cible était de 200 eV, donc peu important vis-à-vis de la

largeur du spectre des protons. Cette courbe confirme expérimentalement que la largeur du spectre des protons du faisceau était de 1 keV environ.

d) **Etalonnage absolu de l'énergie.** — L'étalonnage absolu de l'énergie était obtenu par le repérage de résonances bien connues, généralement admises comme valeur standard dans la littérature [30]. Comme point absolu, nous avons pris la résonance de la réaction $Al^{27}(p, \gamma)$ à 993 ± 1 keV et le seuil de la réaction $Li^7(p, n)$ à 1 881,5 ± 0,5 keV. D'autres résonances de la réaction $Al^{27}(p, \gamma)$ permettaient de vérifier la linéarité de l'aimant. L'aimant était linéaire jusqu'à une énergie de protons équivalent à 2,5 MeV.

Le seuil de la réaction $Li^7(p, n)$ était déterminé en détectant à 0° les neutrons ralentis par un bloc de paraffine de 5 cm d'épaisseur avec un scintillateur plastique chargé au bore. Une cible épaisse de LiF était utilisée. Le calcul exact de l'énergie du seuil était effectué selon les méthodes de la référence [47].

Pour le faisceau de deutons, les mêmes techniques étaient appliquées, les réactions étant étudiées par le faisceau des particules de masse 2 : HH^+. Les résultats sont bien moins précis, car :

— les énergies de résonance de $Al^{27}(p, \gamma)$ sont connues avec une erreur de l'ordre de 2 keV dans ce domaine ;

— ces erreurs sont doublées lorsqu'on les transpose à l'énergie du deuton ;

— l'aimant cessait d'être linéaire au-dessus d'une énergie de deutons de 1,25 MeV (2,5 MeV en protons) ;

— les pics de résonance sont notablement élargis avec un faisceau moléculaire HH^+ ; ceci est dû en particulier à la rotation de la molécule autour de son centre de gravité [11].

Nous avons admis que l'erreur sur l'échelle absolue de l'énergie pour les deutons était de ± 10 keV.

II. — Le spectromètre à distribution angulaire.

a) Un détecteur moniteur était monté sur un anneau centré sur l'axe de symétrie de la chambre. La position angulaire de ce moniteur était réglable, ce qui permettait de choisir une position optimum en fonction de l'expérience. Le diamètre du diaphragme était de 3 mm, la distance au centre de 35 mm, donc l'angle solide $11 . 10^{-3}$ stéradian.

b) Deux détecteurs solidaires l'un de l'autre étaient fixés sur l'axe mobile. Leur distance au centre était de 50 mm, le décalage angulaire entre les deux de 60°. Le diamètre des diaphragmes était de 2,5 mm, soit une ouverture angulaire de 3° et un angle solide de $2 . 10^{-3}$ stéradian. Tous ces détecteurs étaient munis de leur déflecteur électrostatique de protection.

c) Les diaphragmes étaient soigneusement fabriqués pour être identiques. Une comparaison à l'agrandisseur photographique permettait de s'en assurer. L'identité de l'angle solide sous-tendu par les deux détecteurs était encore contrôlée en place par un comptage des rayons α de la source de polonium. La précision était meilleure que 1 p. 100.

d) Le centrage des détecteurs était assuré par construction. Le repérage du zéro de l'échelle angulaire était obtenu en amenant une électrode solidaire des détecteurs en contact avec le faisceau. Le contact était observé au galvanomètre : la forte émission secondaire de l'électrode frôlée par le faisceau rendait la mesure très sensible. Une moyenne était prise entre les mesures à l'arrière et à l'avant. La précision de la mesure était meilleure que 0°5.

e) Dans toutes les mesures, le moniteur était d'un côté du faisceau, les détecteurs mobiles de l'autre. On peut retenir les données numériques suivantes :

— Angle solide des détecteurs : $2 . 10^{-3}$ stéradian.

— Écart angulaire : 60°.

— Angle limite arrière : 172°.

— Erreur maximum sur l'angle solide (due à un défaut de centrage du faisceau) : 2 p. 100.

— Erreur maximum sur l'angle d'observation : 0°5.

III. — Électronique

1° **Préamplificateurs.** — L'observation des signaux se faisait par amplification en tension. Le préamplificateur était une cathodyne construite avec un tube subminiature 6 AK 5 à faible bruit. Des petites unités compactes étaient montées tout près des détecteurs, sous vide. La capacité de connexion n'excédait pas 2 pF.

2° **Moniteur.** — Le schéma logique des circuits utilisés est montré par la figure 5. La bande d'énergie servant de référence était définie par un analyseur à un canal. Un système à verrou électrique permettait

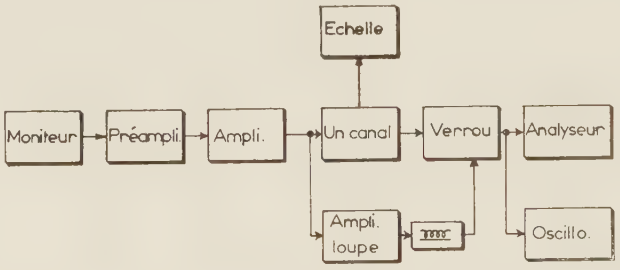


FIG. 5.

l'observation directe sur un analyseur des frontières de la bande de référence et le réglage des seuils de l'analyseur à un canal. L'analyseur était disponible après le réglage ; le bon fonctionnement du moniteur était surveillé à l'oscilloscope au cours des mesures.

3° **Détecteurs mobiles.** — *a)* Les deux détecteurs étaient connectés en parallèle sur le même préamplificateur. Du fait de la variation rapide de l'énergie des rayons α avec l'angle et du décalage de 60° entre les deux détecteurs, les impulsions provenant de ceux-ci étaient groupées en deux groupes bien distincts. Le groupe de la plus grande amplitude provenait du détecteur situé à l'angle le plus faible (voir réf. [5]). La figure 6 montre un spectre. Cet artifice permettait une mesure simultanée à deux angles différents avec une seule chaîne d'analyse. On ne disposait pas d'analyseur à plusieurs voies d'entrée.

b) Les impulsions après amplification passaient à travers un amplificateur loupe et le spectre était enregistré par un analyseur multicanaux. L'ensemble des échelles et l'analyseur étaient déclenchés automatiquement par un commutateur commandé par l'intégrateur de courant.

4° **Matériel utilisé.** — Amplificateurs : ECKO 568 B, munis de leur préamplificateur à faible bruit. Gain total 4.10^4. Bande passante 2 Mc/s.

— Échelles : Dynatron 1 172 A.

— Verrou : Intertechnique.

— Analyseur à un canal et amplificateur loupe : mis au point au laboratoire.

— Analyseur multicanaux : RIDL à tubes année 1957, à 100 canaux, à impression lente.

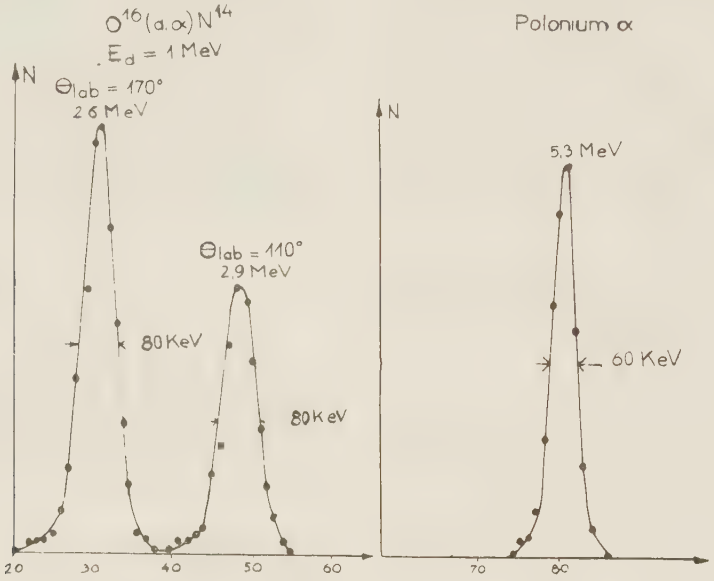


FIG. 6.

B. Réactions $O^{16} + d$

Cette réaction conduisant à des résonances larges, on a utilisé dans l'ensemble des expériences sur O^{16} des cibles de Al_2O_3 de 70 V, soit d'une épaisseur de 10 keV en moyenne. La contamination des cibles au carbone ne jouait dans ces conditions aucun rôle.

I. — $O^{16}(d, d)O^{16}$

1° Le détecteur utilisé avait une surface de 4 mm² et était muni d'un diaphragme de 1 mm ; c'était le premier prototype à notre disposition. La faible ouverture angulaire (1°5) n'était pas gênante, vu la grosse section efficace de la diffusion élastique et le taux de comptage résultant élevé : de l'ordre de 10^3 coups/s. Le problème principal était posé par la présence des signaux dus aux protons de la réaction $O^{16}(d, p)O^{17}$, fort proches des signaux observés. Selon le domaine d'énergie et l'angle d'observation, un réglage judicieux de la tension de polarisation et des constantes de temps a permis de rejeter ces signaux du domaine d'amplitude exploré. La résolution était dans tous les cas suffisante pour séparer les pics élastiques de C^{12}, O^{16}, Al^{27}, jusqu'à l'angle d'observation de 90° : séparation minimum 55 keV. Un spectre typique est montré figure 7. Des courbes d'excitation ont été tracées à divers angles entre 175° et 90°. La courbe d'excitation $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$ était relevée en même temps à l'aide d'une échelle et servait au repérage de l'énergie. Chaque courbe comportait 120 points et était tracée sans coupure de l'aimant. La durée d'une expérience était de 10 heures.

2° La cible était du Al_2O_3 pur. La présence d'aluminium

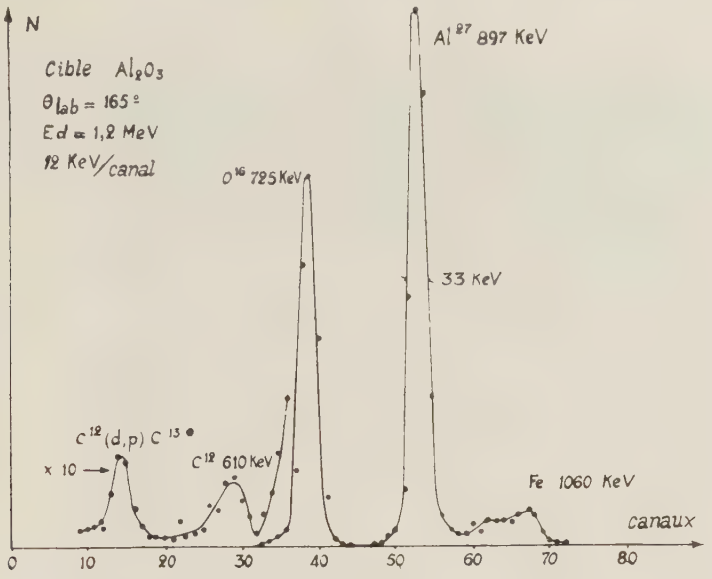


FIG. 7.

sur la surface était évitée pour diminuer le taux de comptage du pic élastique de Al^{27}. Le courant de faisceau était de l'ordre de 0,1 μA. La cible était perpendiculaire au faisceau, sauf dans le cas de la courbe à 90° : elle était alors inclinée de 15° sur la normale.

3° Un fond continu de signaux de basse énergie gênait l'expérience. On a constaté qu'il provenait des deutons diffusés par les bords des diaphragmes qui provoquaient sur le cadre de la cible des réactions :

— $D(d, p)T$ sur les deutons occlus dans le laiton ;

— diffusion élastique par les noyaux Cu et Zn en cible épaisse.

Le rendement de ces réactions étant des milliers de fois supérieur à celui qui était observé, une diffusion même très faible du faisceau était gênante. On a éliminé cet effet par :

— le centrage très soigneux du deuxième diaphragme d'entrée par rapport au faisceau ;

— la protection du cadre de la cible par du plexiglas, qui réduisait la rétrodiffusion élastique dans de grosses proportions.

II. — $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$

1° Les impulsions dues aux protons étaient éliminées par « saturation » dans une barrière de 30 μ. Le couplage de deux détecteurs a permis la mesure simultanée à deux angles différents. Le taux de comptage des α était de l'ordre de 10 coups/s, celui des deutons diffusés de 10^4 coups/s. L'angle limite le plus faible accessible à la mesure était 40° ; au-delà le bruit dû aux deutons diffusés bloquait l'électronique, malgré la présence d'un amplificateur loupe efficace. Lorsque le premier détecteur était à 40°, les signaux du deuxième détecteur, à 100°, étaient noyés par les impulsions d'addition provenant des événements élastiques. Le deuxième détecteur était alors caché.

2° Les courbes d'excitation étaient tracées sans coupure de l'aimant. L'énergie était repérée par rapport aux pics marquants de ces courbes. Dans une expérience séparée, l'énergie de ces pics pris comme standard a été mesurée par rapport aux résonances de la réaction $Al^{27}(p, \gamma)$ par passage alternatif du faisceau en HH^+ et D^+ (voir plus haut). L'erreur absolue sur l'énergie est de ± 10 keV.

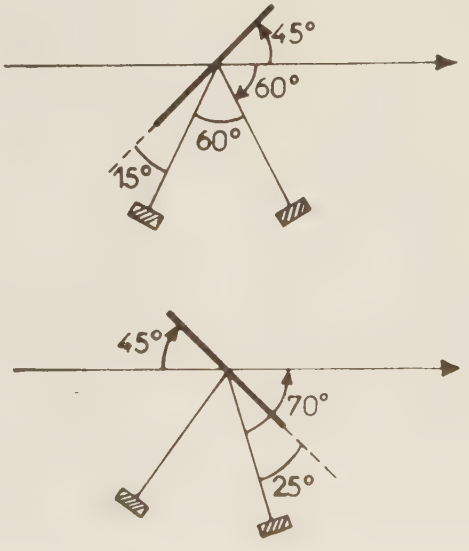


FIG. 8.

3° Les distributions angulaires ont été relevées à 14 angles entre 40° et 170°. Le moniteur était placé à 160° ou à 90° selon les régions d'énergie, de manière à rendre son taux de comptage maximum. Le nombre total de coups dans chaque mesure n'était jamais inférieur à 2 000 environ ; on s'efforçait d'avoir les meilleures statistiques possibles compatibles avec une durée d'expérience raisonnable. Le domaine d'énergie couvert se situait entre 0,8 et 1,95 MeV. 70 distributions angulaires ont été tracées. Ces expériences n'ont pas pu être exécutées sans coupure de l'aimant ; chaque expérience durait environ 48 heures sans interruption. Le raccordement en énergie se faisait soigneusement par repérage par rapport aux pics standard.

4° Les cibles étaient aluminisées pour permettre le passage d'un gros courant : 1 μA environ, sauf dans le cas de mesures de section efficace absolue où du Al_2O_3 pur était utilisé. Lors des distributions angulaires, la cible était toujours inclinée à 45° du faisceau, à gauche ou à droite, selon que les détecteurs étaient en avant ou en arrière (voir fig. 8). On pouvait observer une cible sous un angle de 15°. La symétrie des deux positions de la cible par rapport au faisceau éliminait les erreurs systématiques sur le centrage.

III. — $O^{16}(d, p)O^{17}$

1° Cette réaction fournit deux groupes de protons d'environ 2 et 3 MeV. De plus, la réaction $C^{12}(d, p)C^{13}$ produit des protons parasites de 4 MeV. Les particules étaient observées au moyen d'une jonction *p-n* fabriquée par RCA dans du silicium *p*. La barrière avait une épaisseur de l'ordre de 100 μ et permettait de séparer les divers pics (fig. 9). Un seul angle était observé à la fois. Un absorbant permettait l'élimination complète

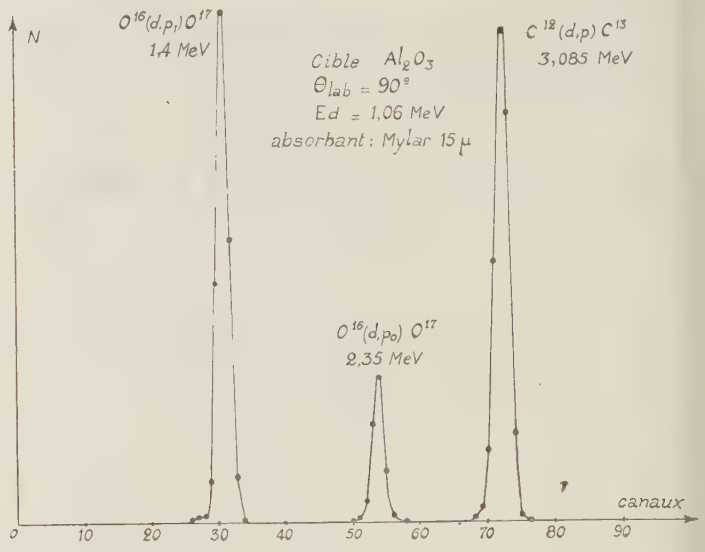


FIG. 9.

des impulsions dues aux deutons élastiquement diffusés. Cet absorbant était une feuille d'aluminium de 20 μ. Le mylar primitivement utilisé à cet effet produisait aux faibles angles un bruit important dû à la réaction $C^{12}(d, p)C^{13}$ provoquée sur les noyaux de carbone qu'il contenait par la partie du faisceau ayant subi la diffusion multiple dans la cible. L'angle limite des mesures aux faibles angles était dans ces conditions de 5°.

2° Les courbes d'excitation ont été relevées à 10° et 90°. 17 distributions angulaires ont été tracées entre 0,8 et 1,4 MeV, le pas angulaire étant de 10°, sauf en avant où il était de 5°.

C. Réactions $O^{18} + d$ et $O^{18} + p$

I. — $O^{18}(d, \alpha)N^{16}$

La haute résolution du détecteur permettait de séparer les 4 pics fournis par cette réaction, dont les plus serrés n'étaient séparés que par 70 keV. La même méthode a été utilisée que pour la réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$, l'ouverture angulaire du détecteur étant ici maintenue assez faible (2° à 165° du faisceau) pour que la dispersion en énergie avec l'angle n'étale pas les pics. Un spectre est montré en figure 10. La cible utilisée était épaisse de 70 V. Une couche d'excitation à 165° des 4 groupes a été tracée simultanément avec le groupe de la réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$ qui permettait le repérage en énergie. L'expérience a nécessité 30 heures de faisceau.

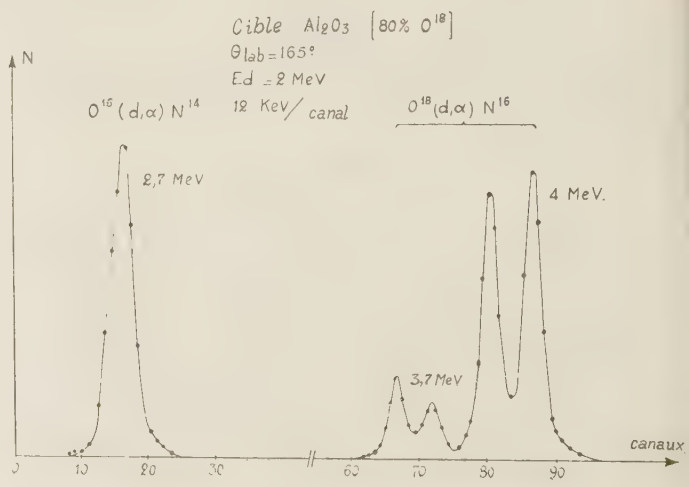
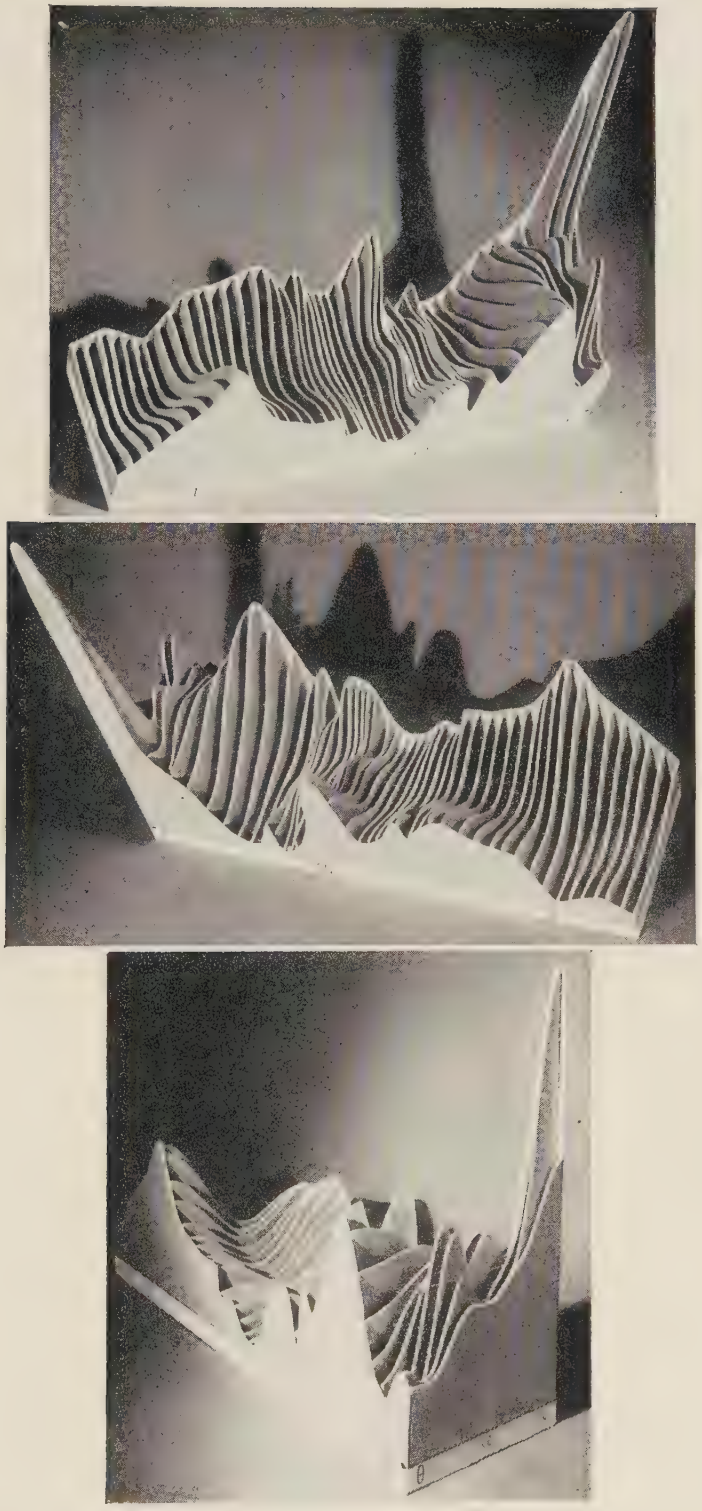


FIG. 10.

Planche I



Masson et Cie, Éditeurs

II. — $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$: résonances normales

1° Cette réaction fournit un seul groupe de rayons α ; on a donc appliqué les mêmes méthodes que pour la réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$. L'absence de protons de haute énergie permettait un réglage plus libre de la profondeur de barrière du détecteur.

2° Une difficulté se présentait en revanche par rapport à la réaction $O^{16} + d$: la présence de résonances étroites. Ce fait impliquait les précautions expérimentales suivantes :

a) Des cibles formés à 40 V étaient utilisées. Elles présentaient une épaisseur de 2,7 keV pour des protons de 1,16 MeV (La méthode de construction de cibles O^{18} plus minces, décrite au chapitre II n'était pas encore au point au moment des expériences).

b) La contamination au carbone était surveillée ; le point d'impact du faisceau fréquemment changé.

c) On n'a pas tracé des distributions angulaires proprement dites, car la stabilité de l'aimant n'était pas suffisante. Pour obtenir les distributions angulaires, on utilisait la méthode des passages successifs. Le moniteur étant fixe pendant toute la durée de l'expérience, des courbes d'excitation ont été tracées à divers angles, deux par deux. La courbe du moniteur, relevée chaque fois, permettait de reconstituer par le calcul ce que l'on peut appeler une « surface d'excitation ». La stabilité et l'uniformité des cibles rendaient cette opération relativement aisée.

d) L'étalonnage en énergie a été effectué avec un grand soin, comme décrit plus haut.

III. — $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$: résonance fine

La résonance fine située à 1 165,2 keV a été étudiée séparément. Des précautions spéciales ont été prises pour réduire l'effet du dépôt de carbone. La distribution angulaire a été mesurée par la méthode des passages avec un seul détecteur, car on ne disposait plus d'analyseur multicanaux lorsque cette expérience a été effectuée ; la précision des résultats s'en ressent. Les courbes d'excitation ont été répétées de nombreuses fois pour déceler d'éventuelles fluctuations du champ de l'aimant.

La largeur de la résonance a été mesurée en observant la montée de la courbe d'excitation avec une cible épaisse (110 V) et en la comparant à celle obtenue pour la réaction $Al^{27}(p, \gamma)$ à la résonance de 992 keV. Cette dernière a une largeur de l'ordre de 100 eV.

Des mesures effectuées grâce à cette résonance ont conduit à des résultats en physique du solide, exposés dans la 2e thèse.

CHAPITRE IV

LES RÉSULTATS ET LEUR INTERPRÉTATION

La souplesse d'utilisation des détecteurs à jonction a permis la réalisation de mesures très nombreuses en un temps relativement bref. Plus de 3 500 spectres ont ainsi été enregistrés. Cette grande quantité d'information était malheureusement obtenue sous une forme difficile à utiliser, c'est-à-dire imprimée.

Les spectres, perforés sur cartes, ont été traités par la calculatrice IBM 650, qui a servi à tous les calculs.

A. Réactions $O^{16} + d$: Résultats numériques

I. — $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$

La figure 1 représente les courbes d'excitation de cette réaction tracées simultanément à 90° et 135°, la figure 2 celle tracée à 165°. Sur ces figures les incertitudes sont inférieures à la taille des points. L'échelle des sections efficaces différentielles est absolue. Compte tenu de la mesure de précision décrite au chapitre III, les valeurs de la figure 1 doivent être multipliées par le facteur de correction 0,86. L'erreur sur cette échelle est estimée à 4 p. 100.

La figure 3 représente les courbes d'évolution des coefficients $A_i(E)$ des développements en polynômes de Legendre des distributions angulaires $W(\theta, E)$, converties dans le système du centre de masse (C. M.) et normalisées à l'unité, c'est-à-dire telles que θ étant l'angle C. M. :

$$W(\theta, E) = \sum_{i=0}^{N} A_i(E) P_i(\theta)$$

avec $A_0(E) = 1$.

Les photographies 1, 2 et 3 représentent la maquette de la « surface d'excitation » déduite des courbes de la figure 1 et 3. Chaque courbe $W(\theta, E)$ calculée avec les $A_i(E)$ de la figure 3 et normée par les courbes de la figure 1 a été matérialisée dans l'espace ; l'échelle latérale est celle des angles θ° et l'échelle longitudinale celle de l'énergie E_d des deutons, exprimée en méga-électron-volts dans le système du laboratoire. La photo-

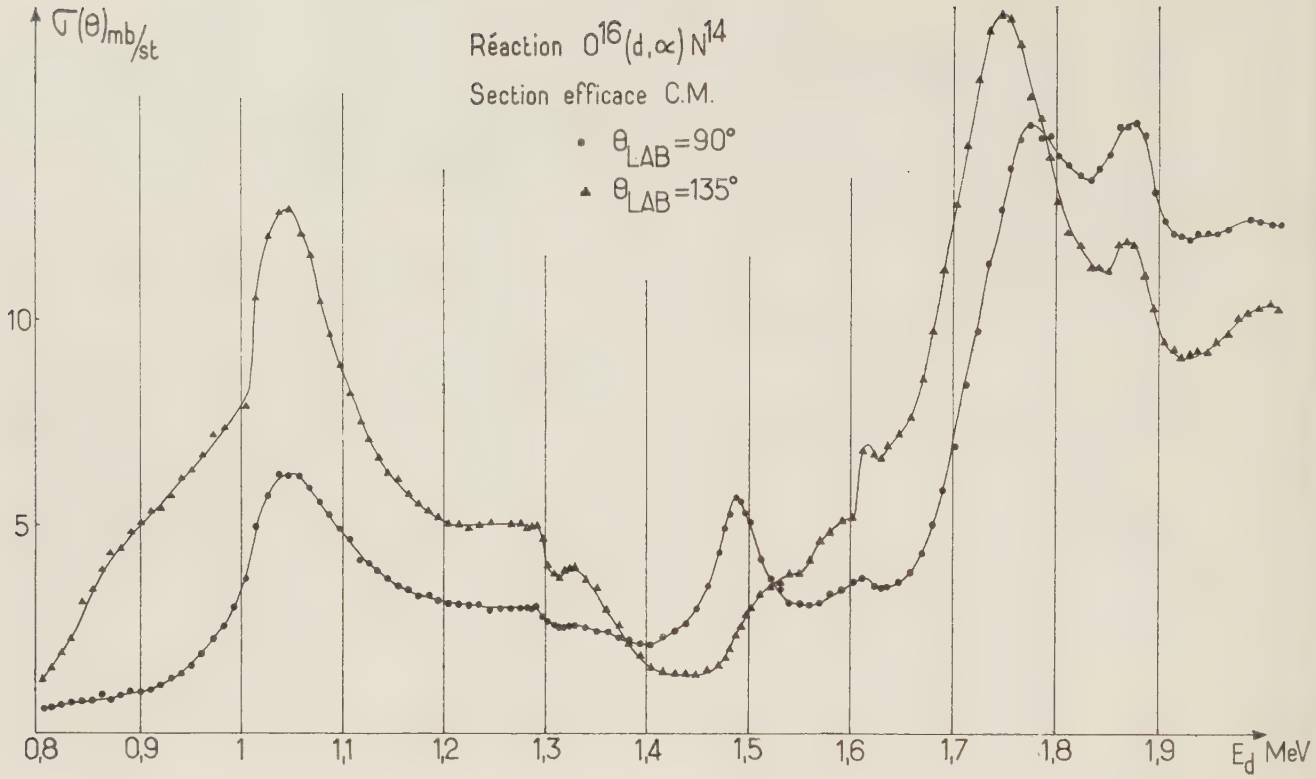

$\sigma(\theta)_{mb/st}$
Réaction $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$
Section efficace C.M.
$\theta_{LAB}=90°$
$\theta_{LAB}=135°$
10
5
0,8
0,9
1
1,1
1,2
1,3
1,4
1,5
1,6
1,7
1,8
1,9
E_d MeV

FIG. 1.

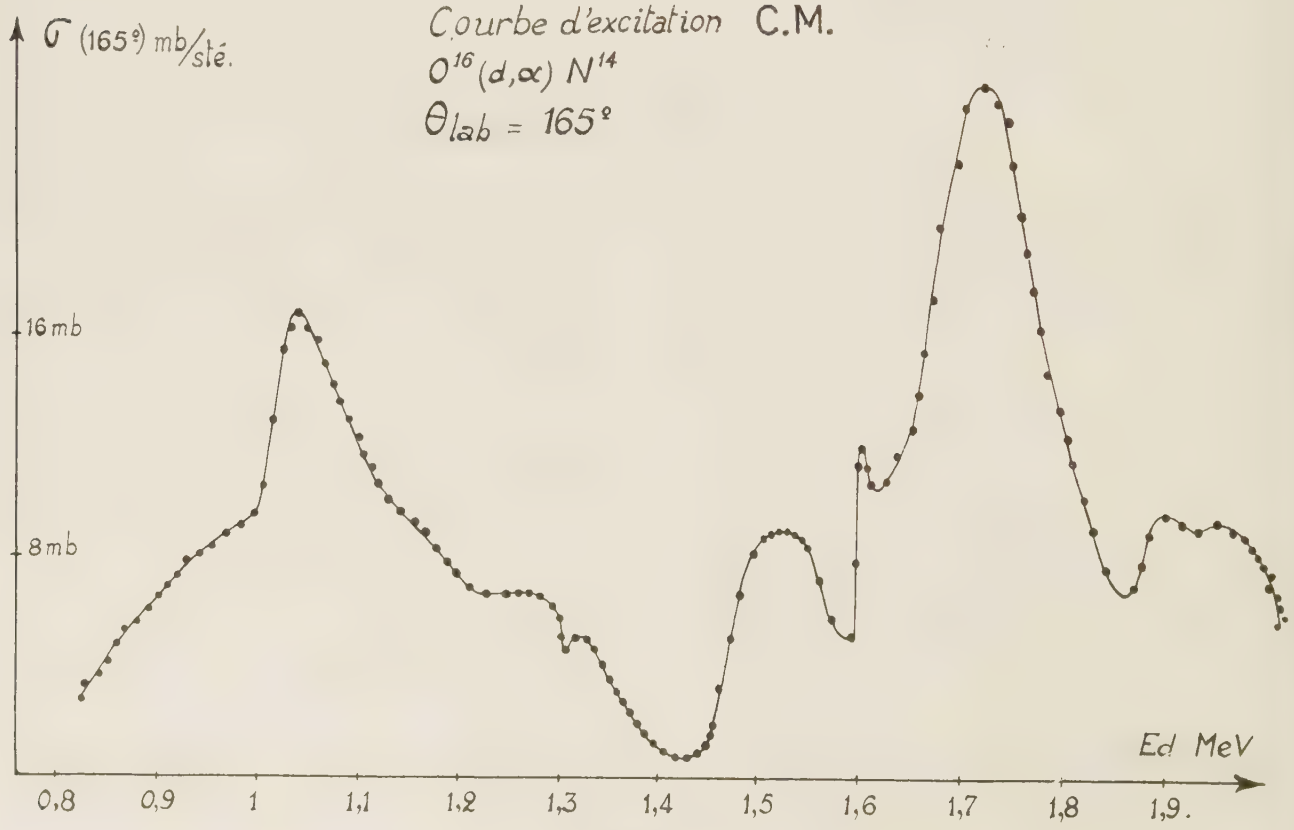

σ (165°) mb/sté.
Courbe d'excitation C.M.
$O^{16}(d,\alpha)\ N^{14}$
θ_{lab} = 165°
16 mb
8 mb
Ed MeV
0,8
0,9
1
1,1
1,2
1,3
1,4
1,5
1,6
1,7
1,8
1,9.

FIG. 2

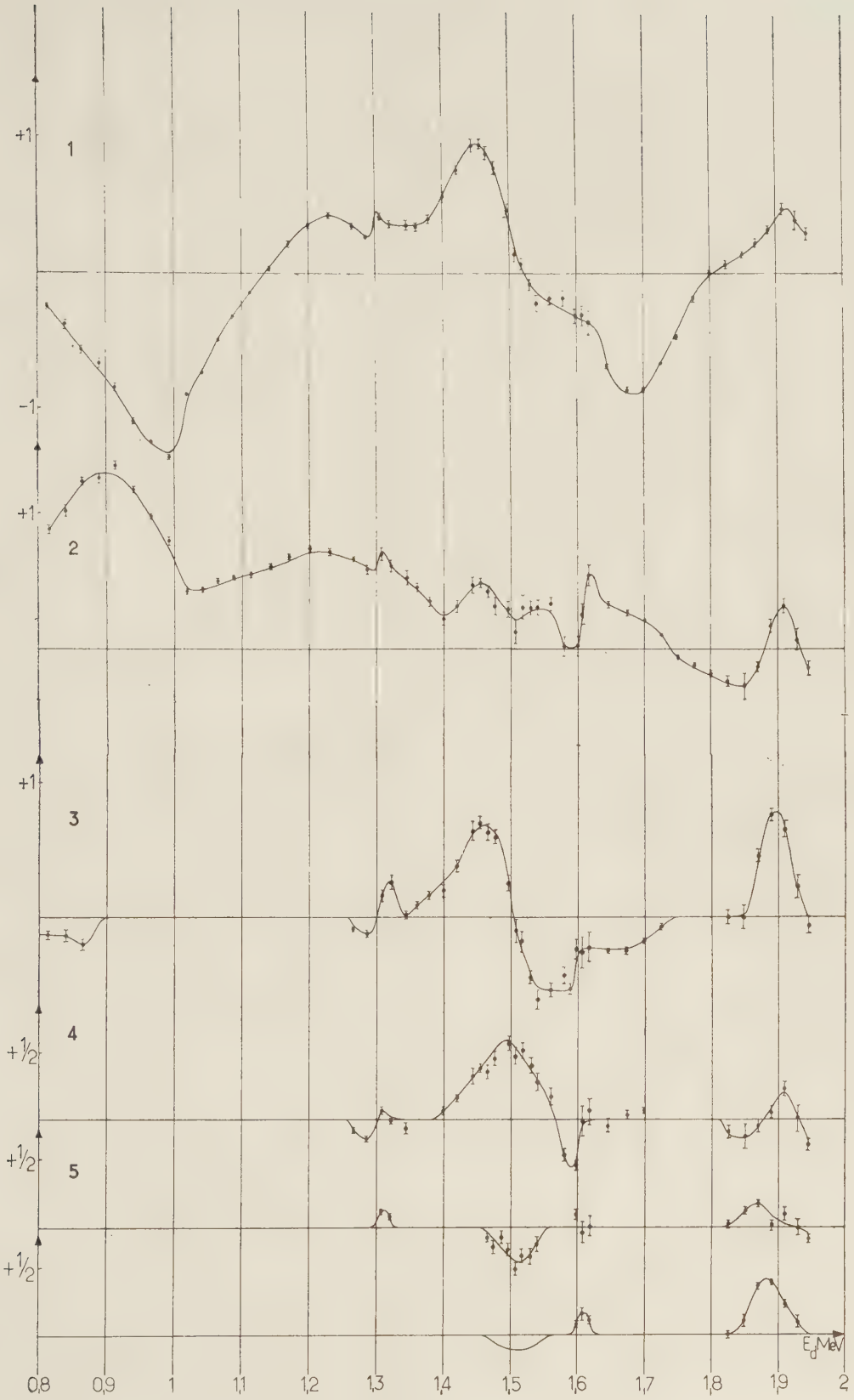


FIG. 3.

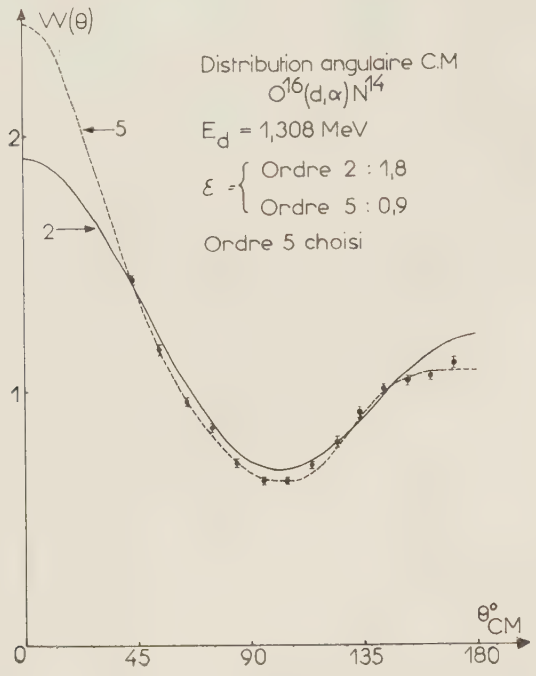


FIG. 22.

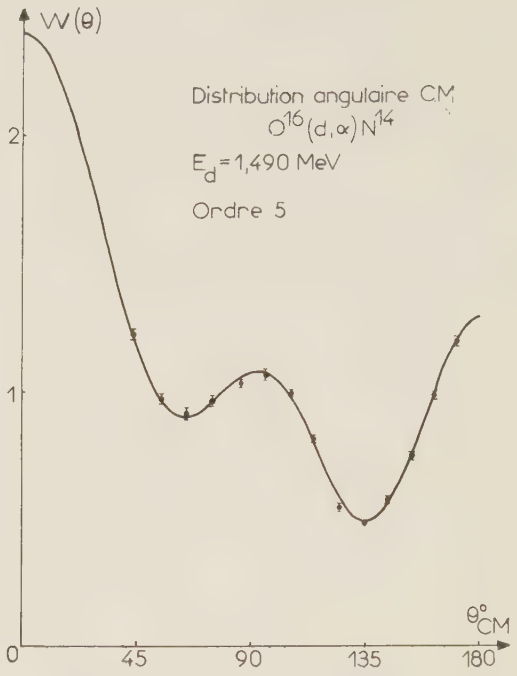


FIG. 23.

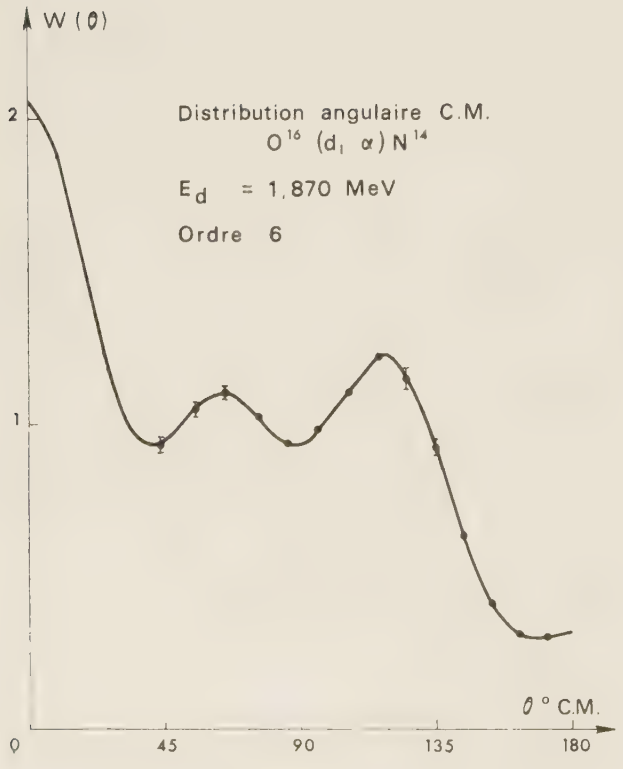


FIG. 24.

graphie 1 montre la maquette du côté de l'angle 180°, la photographie 2 du côté de 0°.

Ces illustrations permettent de juger de la complexité des courbes d'excitation, due à l'interférence de larges niveaux du noyau composé F^{18}. On notera par exemple, qu'une résonance étroite présente vers 1,48 MeV dans la courbe à 90° disparaît dès 135°, alors qu'une résonance large apparaît vers 1,55 MeV à 165°. De même, la résonance très fine vers 1,62 MeV, visible à 165°, très détachée à 0°, n'apparaît pas à 90°. Ainsi, les résonances apparaissent à tour de rôle, selon l'angle d'observation. On observera encore que la courbe à 0° qui apparaît sur la photographie 2 est une courbe extrapolée à partir de 40°, donc moins précise que celle à 180°, visible sur la photographie 1 et qui n'est extrapolée que sur 10°, à partir de 170°. La photographie 3 montre la région située vers 1,8 MeV, très complexe, où apparaissent de grands termes en P_6.

La figure 4 représente la section efficace totale obtenue à partir des données des figures 1 et 3. L'échelle absolue des sections efficaces doit ici aussi être multipliée par 0,86. Les figures 5 et 6 montrent la répartition statistique des résonances en espacement et en largeur. N est le nombre de niveaux séparés par plus que D keV, ou de largeurs supérieures à $\frac{1}{2}\Gamma$ keV (voir plus loin). On déduit de ces courbes qu'espacements et largeurs sont répartis approximativement suivant une loi de Poisson avec un espacement moyen $\overline{D} = 115$ keV et une largeur moyenne $\overline{\Gamma} = 150$ keV.

FIG. 4.

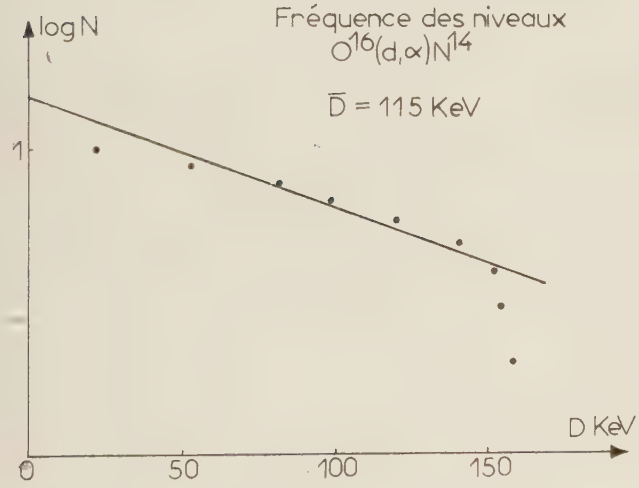


FIG. 5.

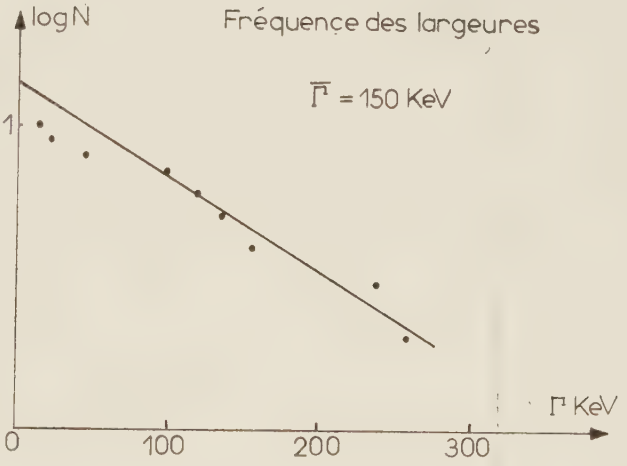


FIG. 6.

II. — $O^{16}(d, d)O^{16}$

La figure 7 représente la courbe d'excitation de la diffusion élastique des deutons par O^{16} à 175°, normalisée par rapport à la diffusion coulombienne pure. La réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$ enregistrée simultanément sert au repérage de l'énergie. On observe la présence d'anomalies qui coïncident avec les résonances vers 1,04, 1,3 et 1,8 MeV. La courbe de la figure 8, correspondant à 165° est similaire. La courbe à 90° ne montrait que des anomalies peu apparentes et n'est pas représentée.

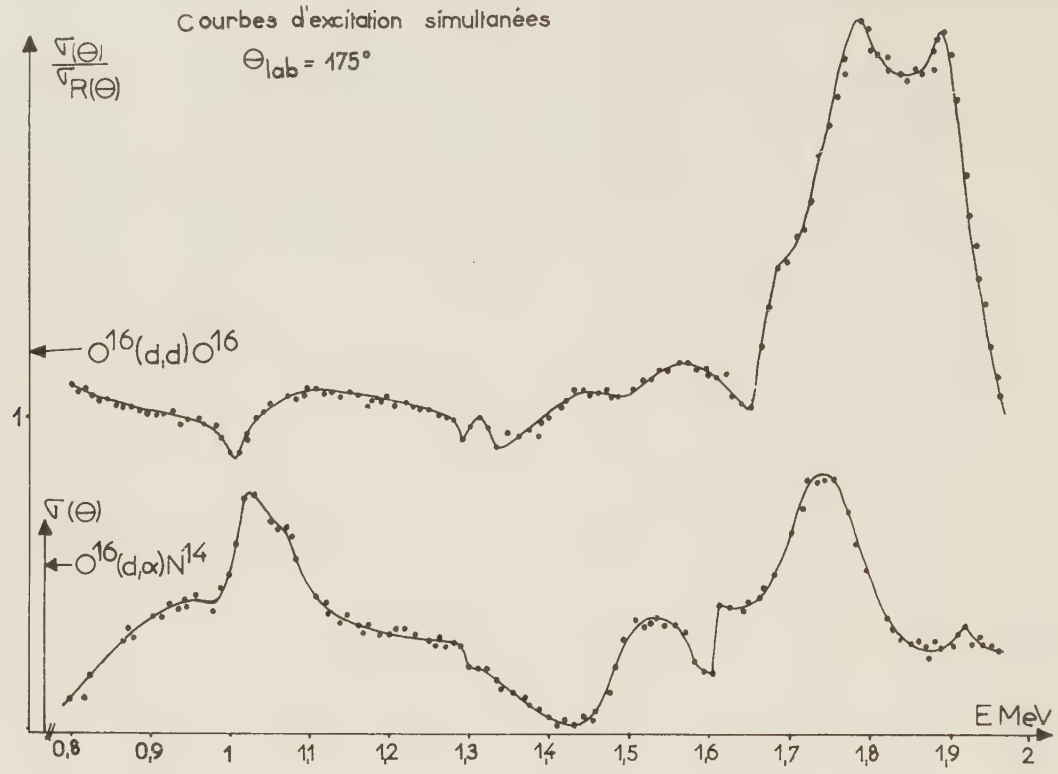

Courbes d'excitation simultanées
$\theta_{lab} = 175°$
$\frac{\sigma(\theta)}{\sigma_R(\theta)}$
$O^{16}(d,d)O^{16}$
1
$\sigma(\theta)$
$O^{16}(d,\alpha)N^{14}$
E MeV
0,8 0,9 1 1,1 1,2 1,3 1,4 1,5 1,6 1,7 1,8 1,9 2

FIG. 7.

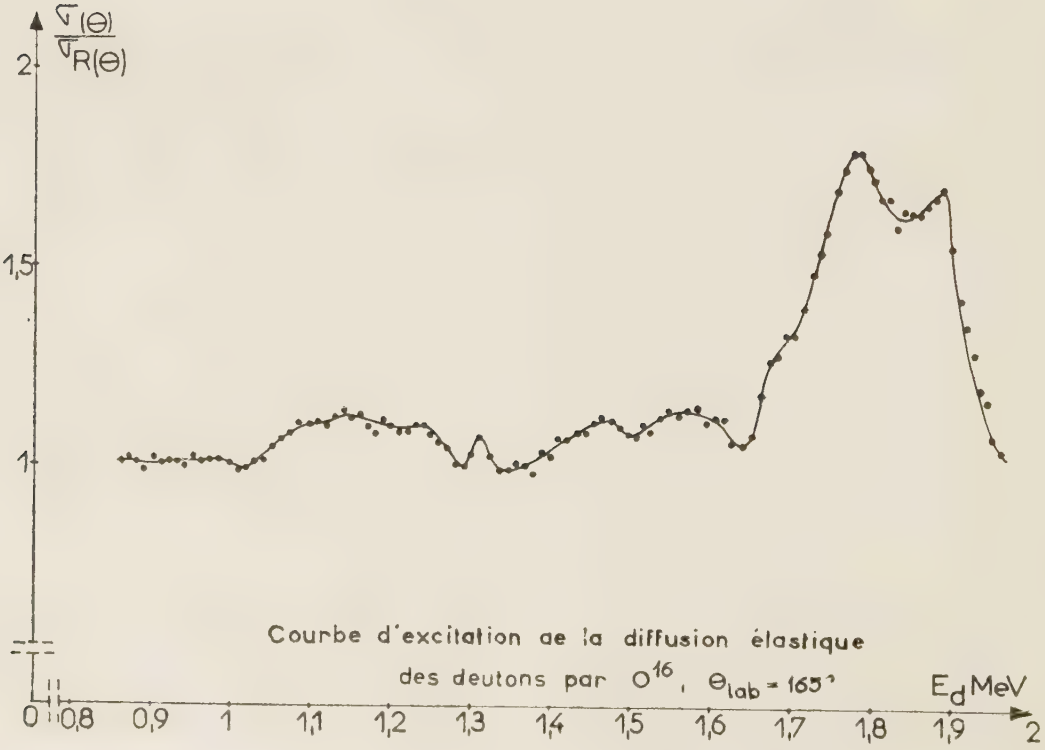

$\frac{\sigma(\theta)}{\sigma_R(\theta)}$
2
1,5
1
Courbe d'excitation de la diffusion élastique
des deutons par O^{16}, $\theta_{lab} = 165°$
E_d MeV
0 0,8 0,9 1 1,1 1,2 1,3 1,4 1,5 1,6 1,7 1,8 1,9 2

FIG. 8.

III. — $O^{16}(d, p)O^{17}$

Les figures 9 et 10 représentent les courbes d'excitation respectivement à 10° et 87° de cette réaction pour l'état fondamental et le premier état excité de O^{17} (0,871 MeV). Les sections efficaces doivent être multipliées par le facteur de correction 0,97 pour la figure 9 et 0,93 pour la figure 10. Ces courbes montrent, comme on le verra plus loin, la forte compétition entre le processus de noyau composé et celui de stripping pour cette réaction. De nombreuses résonances coïncident avec celles de $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$. L'exemple le plus frappant étant la résonance mince à 1,3 MeV.

Les figures 11 et 12 montrent les distributions angu-

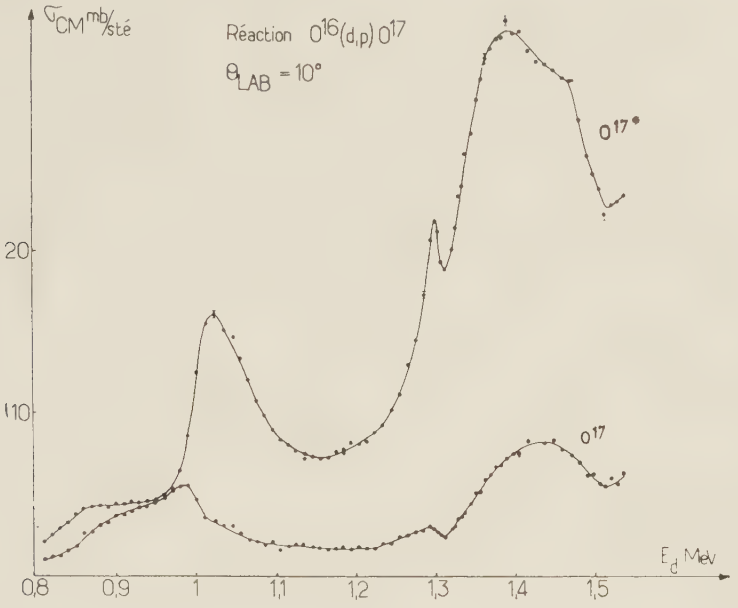


FIG. 9.

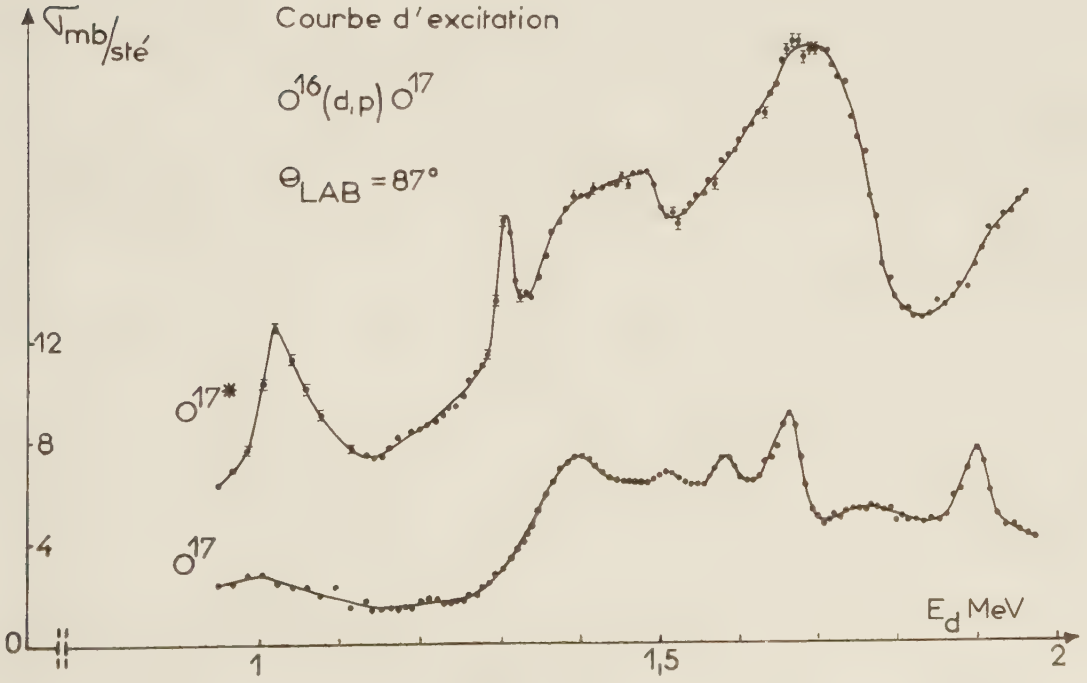


FIG. 10.

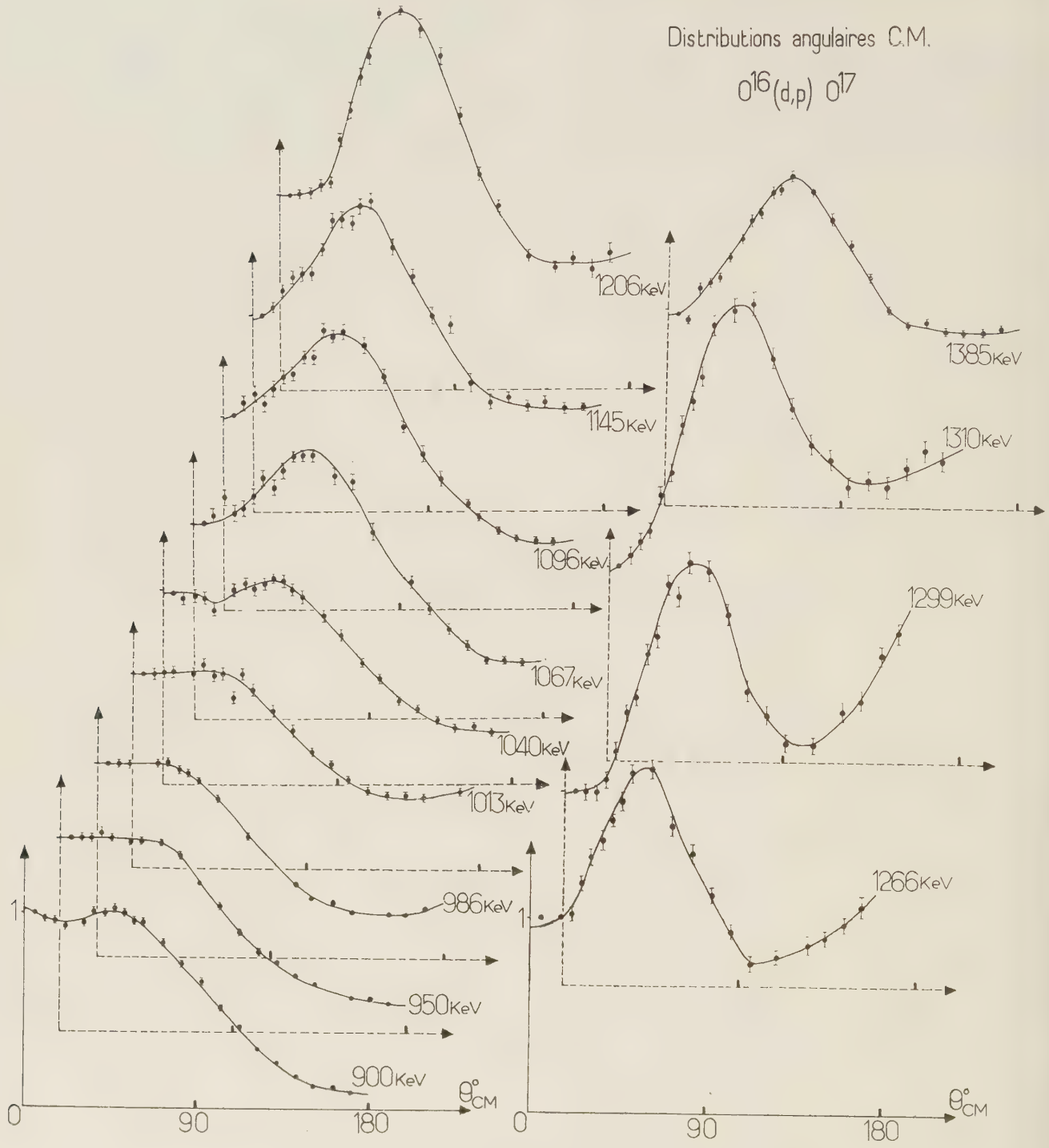


FIG. II.

laires obtenues pour cette réaction, respectivement pour l'état fondamental et le premier état excité. Elles ont été toutes représentées, parce qu'un développement en polynômes de Legendre n'a pas de sens dans ce cas, et ne permet pas la simplification de présentation obtenue pour la réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$. Toutes les courbes sont normées à leur valeur à 5°, prise comme unité.

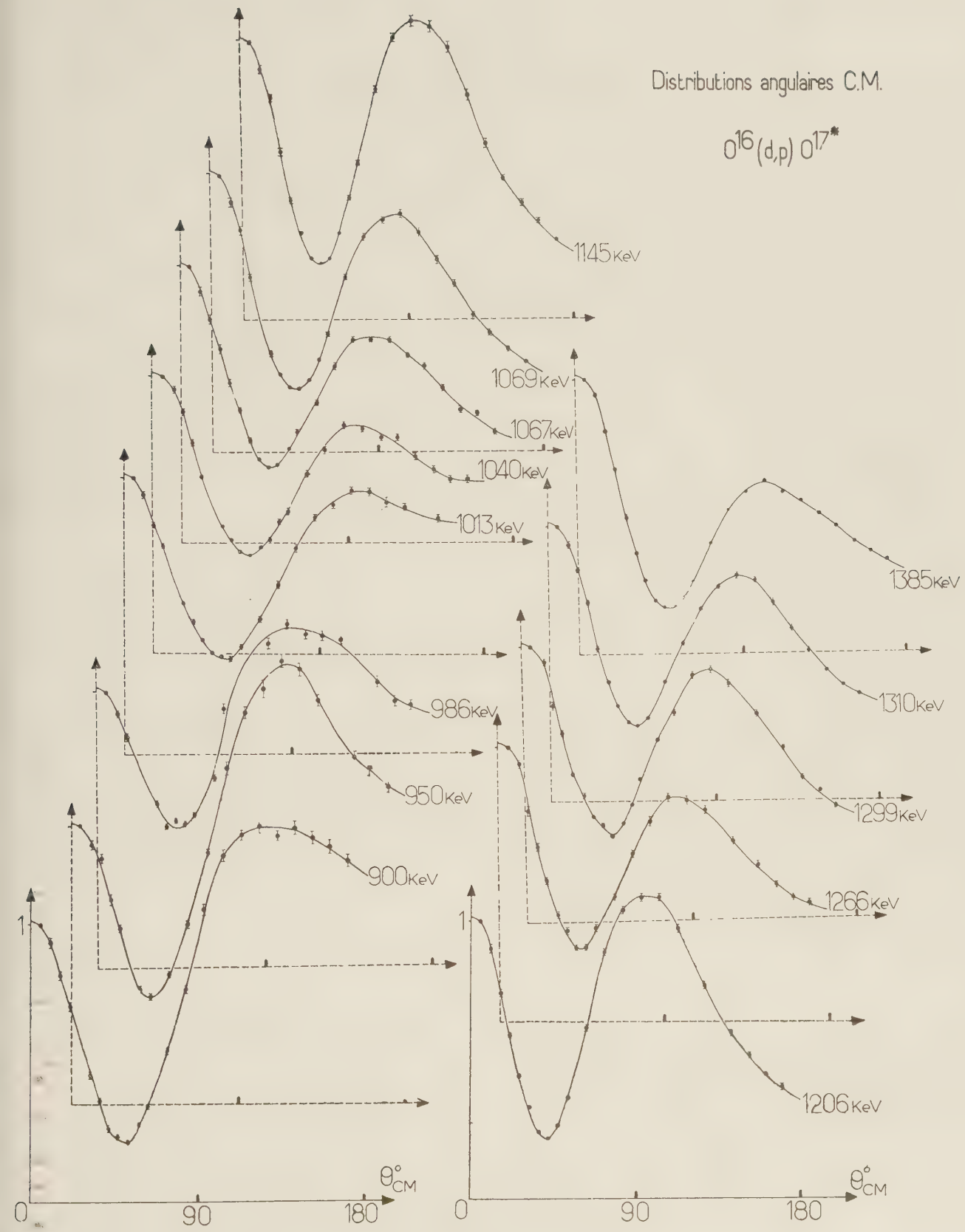

Distributions angulaires C.M.
$O^{16}(d,p)\,O^{17*}$
1145 KeV
1069 KeV
1067 KeV
1040 KeV
1013 KeV
1385 KeV
1310 KeV
986 KeV
950 KeV
1299 KeV
900 KeV
1266 KeV
1206 KeV
1
0
90
180
θ°_{CM}

FIG. 12.

B. Réactions $O^{16} + d$: Interprétation

I. — Théories utilisées

1° La réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$ a été étudiée par le formalisme de Breit-Wigner, tel qu'il est exposé par Lane et Thomas [42]. La forme des distributions angulaires a été comparée aux formules explicites de Blatt et Biedenharn [13] corrigées par Lustig [44], que l'on peut encore trouver dans Devons et Goldfarb [28]. Les coefficients Z définis par ces auteurs ont été pris dans Sharp et al. [56] ou, à défaut, calculés grâce aux tables des symboles 3-*j* et 6-*j* de Rotenberg et al. [54].

Dans tous les calculs, le rayon d'interaction de deux noyaux a été pris comme :

$$r_{ab} = 1{,}45(A_a^{1/3} + A_b^{1/3})10^{-13} \text{ cm}$$

où A représente le nombre de nucléons dans le noyau. Cette convention est celle de Lane [43], qui tabule un grand nombre de largeurs réduites. Elle permet la comparaison directe des largeurs réduites calculées ici avec ces tables. Les constantes universelles utilisées étaient celles de Lane et Thomas [42].

Observons que les pénétrabilités P_L pour les moments angulaires L étaient définies par :

$$P_L = \frac{\rho}{F_L^2 + G_L^2} \qquad \text{avec} \qquad \rho = \frac{r}{\lambda\!\!\!^{-}}$$

F_L et G_L étant les fonctions de Coulomb d'ordre L, régulières et irrégulières respectivement et $\lambda\!\!\!^{-}$ le nombre d'onde de la particule incidente. Ainsi P_L est sans dimensions.

Le tableau I montre les barrières de potentiel pour les diverses voies (d, α, p) et moments angulaires, ainsi que le domaine d'énergie pour les particules de la voie dans le centre de masse. Ces valeurs permettent d'estimer l'importance des pénétrabilités dans divers cas. Le tableau donne également les rayons d'interaction r et les limites de Wigner définies par :

$$\theta_0^2 = \frac{3}{2}\frac{\hbar}{\mu r^2}$$

où μ est la masse réduite dans la voie.

La conservation du spin isotopique a été également admise. Ce principe permet d'expliquer plusieurs des phénomènes observés. Il est exposé en détail par Burcham [19] et MacDonald [45].

2° Les résultats de la réaction $O^{16}(d, p)O^{17}$ ont été comparés aux prédictions de Butler [20] selon la procédure adoptée par MacFarlane et French [46]. Une interprétation théorique plus poussée sera tentée, basée sur les théories de Tobocman et Kalos [58].

TABLEAU I

Barrière de potentiel (MeV) : O^{16}.

Voie	L = 0	1	2	3	4	$\leqslant E_{CM} \leqslant$
d	2,10	2,88	4,45	6,80	9,95	0,8 — 1,8
α	3,47	3,87	4,67	5,87	7,47	4 — 5
p	2,22	3,26	5,34	8,44	12,6	2,5 — 3,5p_0 1,5 — 2,5p_1

Voie	Rayon d'interaction : 10^{-13} cm	Limite de Wigner (MeV)
d	5,48	1,17
α	5,80	0,595
p	5,17	2,46

II. — Décomposition de la section efficace totale $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$

1° La section efficace totale représentée figure 4 a été décomposée en éléments de Breit-Wigner selon la formule à un niveau valable en l'absence de niveaux de même spin et parité en interférence :

$$\sigma_{tot} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{1}{(2j+1)(2J_0+1)}\sum_R (2J_R+1)\frac{\sum_{ll'}\Gamma_d^{Rl}\Gamma_\alpha^{Rl'}}{(E-E_R)^2+\left(\frac{\Gamma_R}{2}\right)^2}$$

où :

J_0 = spin du noyau cible ; ici $J_0 = 0$.
j = spin de la particule incidente ; ici $j = 1$.
J_R = spin du niveau R.
E_R = énergie de résonance du niveau R.
Γ_R = largeur du niveau R.
Γ_d^{Rl} = largeur partielle du niveau R, pour le deuton de moment angulaire l.
Γ_α^{Rl} = même quantité pour la particule α.

Ce calcul a été effectué avec les hypothèses simplificatrices suivantes :

$O^{16}(d,\alpha)N^{14}$
Section efficace totale
théorique
$\sigma_{mb/4\pi}$
10
5
0,8
0,9
1
1,1
1,2
1,3
1,4
1,5
1,6
1,7
1,8
1,9
E_d MeV

FIG. 13.

a) Les énergies de résonances E_R sont constantes, par conséquent, la formule :

$$\Gamma_\lambda = 2P_\lambda \gamma_\lambda^2$$

s'applique, γ_λ^2 étant une largeur partielle réduite et Γ_λ une largeur partielle observée.

b) Pour un groupe de résonances proches, les pénétrabilités pour les rayons α varient avec l'énergie proportionnellement entre elles pour les divers moments angulaires impliqués. On choisit le moment angulaire le plus probable.

c) La largeur totale Γ_R est dominée par la largeur partielle Γ_α^R et varie proportionnellement à celle-ci.

d) Une seule combinaison domine dans le terme

$$\sum_{ll'} \Gamma_d^{Rl} \Gamma_\alpha^{Rl'}.$$

En revanche la variation des Γ_d^R avec la pénétrabilité a été prise en considération avec un choix défini de moment angulaire. La formule finale s'écrivait donc :

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi\lambda^2}{3} P_\alpha \sum_R \frac{(2J_R + 1)\gamma_{\alpha R}^2 \gamma_{dR}^2 P_{dR}}{(E - E_R)^2 + (P_\alpha G_R)^2}$$

où P_α est la pénétrabilité pour rayons α la plus probable, P_{dR} la pénétrabilité pour le deuton avec un moment angulaire dépendant de R, G_R un paramètre déterminant la largeur totale. Les calculs ont été effectués selon la méthode des moindres carrés. Les moments angulaires pour les deutons ont été choisis après examen des courbes de la figure 3 (voir plus loin). On a constaté qu'une erreur d'une unité sur ces moments angulaires n'entraînait pas une modification substantielle de la décomposition.

2° La figure 13 montre le résultat du calcul. Les courbes en pointillé représentent les éléments de Breit-Wigner, la courbe en traits pleins leur somme, c'est-à-dire la section efficace totale théorique. Les points expérimentaux sont représentés avec leur erreur. On voit que l'accord est bien bon, sauf dans la région de 1,3 MeV. Dans cette région, la formule à un niveau ne s'applique manifestement pas. La présence de plusieurs niveaux de même parité et spin dans le voisinage de la résonance mince à 1,3 MeV (observée également dans la réaction $O^{16}(d, p)O^{17*}$) est probable. Cette région n'a pas été analysée.

Sur la partie descendante des pics (vers 1,1 ; 1,5 MeV, etc.) les points expérimentaux s'écartent légèrement de la courbe théorique : cet effet est dû à l'épaisseur de la cible, environ 10 keV.

Le tableau II montre les paramètres ainsi extraits de la courbe σ_{tot}. Toutes les largeurs sont données dans le système du laboratoire, à l'énergie de résonance.

III. — Discussion de la réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$

1° **Extraction des largeurs partielles.** — L'expression générale de la largeur totale est :

$$\Gamma = \Gamma_d + \Gamma_\alpha + \Gamma_p + \Gamma_n + \Gamma_\gamma.$$

— Γ_γ est toujours négligeable.

— Γ_n est nulle pour $E_d \leqslant 1\,829{,}2 \pm 0{,}6$ keV, seuil de la réaction $O^{16}(d, n)F^{17}$ d'après la référence [13]. On n'en tiendra compte que pour la résonance à 1 885 keV.

— Γ_p sera considérée comme non négligeable chaque fois qu'une résonance apparaît clairement dans la réaction $O^{16}(d, p)O^{17}$. Dans ce cas, on ne pourra extraire que des limites pour les largeurs Γ_d et Γ_α.

TABLEAU II

E_{LAB}	E_X de F^{18}	l_α	P_α	l_d	$P_d 10^2$	$(2J + 1)\gamma_\alpha^2\gamma_d^2$	Γ_{LAB}	$(2J + 1)\Gamma_\alpha\Gamma_d$	Voies observées
895	8 332	1	1,72	1	2,18	$1{,}46.10^4$	240 ± 25	1 880	α, p_1
1 048	8 468	1	1,85	1	4,86	$3{,}50.10^3$	99 ± 10	1 080	α, d, p_1
1 199	8 605	1	1,97	1	8,9	$1{,}24.10^4$	260 ± 30	7 480	α
1 298	8 688						15 ± 3		α, d, p_1
1 325	8 712								α, d
1 482	8 855	2	1,68	2	4,66	$8{,}94.10^2$	45 ± 5	240	α
1 563	8 926	2	1,75	3	0,694	6,55	136 ± 15	1 160	α, d
1 616	8 974	2	1,79	3	0,835	$4{,}94.10^2$	21 ± 5	25,5	α
1 765	9 103	2	1,92	2	9,91	$1{,}51.10^4$	158 ± 10	9 890	α, d
1 885	9 213	2	2,02	3	1,91	$4{,}46.10^4$	121 ± 12	5 930	α, d, p_0, n

Les équations de base sont donc :

$$\Gamma_d^R + \Gamma_\alpha^R \leqslant \Gamma_R$$
$$(2J_R + 1)\Gamma_d^R\Gamma_\alpha^R = A_R \quad \text{avec égalité pour } \Gamma_p = 0.$$

A_R et Γ_R sont connus avec une précision de l'ordre de 5 à 10 p. 100. La connaissance de J est requise pour un calcul complet.

2° **Choix du spin et parité des niveaux.** — Les critères suivants ont été utilisés :

a) Conservation du moment angulaire et de la parité. — Le tableau III contient les données essentielles pour les diverses réactions étudiées. On voit que pour $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$ le spin de la voie d'entrée et de sortie est fixé d'une manière univoque et vaut $s = 1$. Le spin isotopique est $T = 0$ pour les deux voies. Le tableau IV montre les coefficients du développement en polynômes de Legendre des distributions angulaires pour des niveaux isolés de F^{18} et la voie α ; les mélanges de moments angulaires l_α et l_d sont également indiqués.

La comparaison de ces valeurs à celles des courbes de la figure 3 permet de limiter fortement les moments angulaires à prendre en considération. Une analyse complète des courbes de la figure 3 n'a pas été entreprise. Elle conduit à des calculs très complexes qui doivent tenir compte de l'interférence de 3 ou 4 niveaux et qui vont être tentés sur un UNIVAC 1107. Cependant dans bien des cas, l'information est suffisante pour déterminer le spin et la parité des niveaux.

TABLEAU III

Toutes ces valeurs sont extraites de F. Ajzenberg-Selove et T. Lauritsen, *Nucl. Physics*, 1959, 11, 1.

Noyau	J_0^π	T_0	J_1^π	E_1 keV
O^{16} . . .	0^+	0		
O^{17} . . .	$5/2^+$		$1/2^+$	871
O^{18} . . .	0^+	1		
N^{14} . . .	1^+	0		
N^{15} . . .	$1/2^-$	1/2		
N^{16} . . .	2^-	1	0^-	120
F^{17} . . .	$5/2^+$	1/2	$1/2^+$	500
$H^2 \equiv d$ . .	1^+	0		
$He^4 \equiv \alpha$. .	0^+	0		
F^{18} . . .	1^+	0	Premier état T = 1 1 085 keV	
F^{19} . . .	$1/2^+$	1/2	Premier état T = 3/2 7 400 keV	

TABLEAU IV

Ordre	2	4	6	J^π : F^{18}	l_d	l_α
0				0^-	1	1
				1^+	0 0 2	0 2 0
2	1/2			1^+ 1^-	2 1	2 1
	7/10			2^-	1	1
	4/5			2^-	1 3	3 1
4	32/35	2/7		2^-	3	3
	1/4	8/7		2^+	2	2
	48/49	22/49		3^+	2	2
	50/49	27/49		3^+	2 4	4 2
6	3	1/22	75/14	3^-	3	3
	625/588	729/1 078	25/132	3^+	4	4
	275/252	47/154	125/376	4^-	3	3

b) Règles de somme sur les largeurs réduites. — D'après Lane [42] [43] la largeur réduite relative $\theta^2 = \gamma^2/\theta_0^2$, où la limite de Wigner θ_0^2 est indiquée dans le tableau III, est strictement inférieure à 1. Cette relation limite le moment angulaire l_d à $l_d \leqslant L_{max}$. On sait [43] que les θ^2 sont distribuées autour d'une valeur moyenne de 5 p. 100. L'approximation $\Gamma_\lambda = 2P_\lambda\gamma_\lambda^2$ où Γ_λ est la largeur partielle mesurée est valable pour $\theta^2 \leqslant 20$ p. 100, ce qui est toujours le cas ici.

c) La séparation entre niveaux de même spin et parité est grande. Ceci a été admis pour tous les niveaux pour lesquels une bonne décomposition de σ_{tot} a pu être obtenue. Cette hypothèse semble fausse dans la région de 1,3 MeV.

d) Les valeurs grandes de θ^2, $\theta^2 \sim 15$ p. 100, cor-

respondent à des anomalies très apparentes de la courbe d'excitation $O^{16}(d, d)O^{16}$. Cette règle empirique a été bien vérifiée. Elle exprime d'ailleurs bien l'importance de la diffusion résonante dans la diffusion élastique, lorsqu'une forte anomalie est observée.

3° **Mise en œuvre de l'analyse.** — Compte tenu de ces principes, les largeurs partielles ont été calculées pour toutes les combinaisons de nombres quantiques retenues pour chaque résonance. Les équations de base ne permettent pas de savoir laquelle des deux racines correspond à Γ_α ou Γ_d. On a admis que $\Gamma_d < \Gamma_\alpha$, ce qui est imposé par les règles de somme, les pénétrabilités pour les deutons étant toujours beaucoup plus faibles que pour les rayons α.

Le tableau V montre les largeurs réduites relatives θ_d^2 pour les deutons, les combinaisons de nombres quantiques étant rangées pour chaque résonance dans un ordre de probabilité décroissante, d'après les critères décrits plus haut.

TABLEAU V

E_R(keV)	Nombres quantiques possibles et largeurs réduites θ_d^2 : $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$				
895	(1) 2^- (3) 3 p. 100	(1) 2^- (1) 3 p. 100	(1) 1^- (1) 5 p. 100	(2) 1^+ (2) 37 p. 100	
1 048	(1) 0^- (1) 11 p. 100	(2) 1^+ (0) 20 p. 100	(0) 1^+ (2) 1,3 p. 100	(2) 1^+ (2) 20 p. 100	(1) 1^- (1) 3,3 p. 100
1 199	(2) 1^+ (2) 26 p. 100	(1) 1^- (1) 5 p. 100	(1) 2^- (1) 3 p. 100	(1) 0^- (1) 16 p. 100	(1) 2^- (3) 3 p. 100
1 482	(2) 3^+ (2) 0,7 p. 100	(2) 3^+ (4) 0,7 p. 100	(2) 2^+ (2) 1 p. 100	(3) 2^- (3) 9 p. 100	
1 563	(3) 2^- (3) 11 p. 100	(1) 2^- (1) 0,3 p. 100	(2) 3^+ (2) 0,9 p. 100	(2) 2^+ (2) 1.2 p. 100	
1 616	(4) 3^+ (4) 13 p. 100	(3) 4^- (3) 0,7 p. 100			
1 765	(2) 1^+ (0) 10,5 p. 100	(2) 1^+ (2) 10,5 p. 100	(0) 1^+ (2) 1,7 p. 100		
1 885	(3) 3^- (3) 23 p. 100	(3) 4^- (3) 18 p. 100			

4° **Choix final des paramètres.** — *a)* **Région de 800 à 1 300 keV.** — Dans cette région, l'ordre des distributions angulaires est limité à 2. Le tableau VI montre les deux séries de valeurs retenues. On voit que la résonance à 895 keV a un $J^\pi = 2^-$, ce qui explique la très forte valeur de A_2 à 0,9 MeV (fig. 3). La résonance à 1 048 keV a un J^π de 0^- ou 1^+, conduisant à une distribution pure isotrope, ce qui explique la chute de A_2 vers 1 MeV (fig. 3). La forte anomalie négative de la diffusion élastique (fig. 7) correspond au grand θ^2 indiqué. Enfin, la plus faible valeur de A_2 vers 1,2 MeV favorise $J = 1$ pour la résonance à 1 199 keV. La présence nécessaire de niveaux de parités opposées pour expliquer le terme A_1 impose le choix des deux séries indiquées, tandis que 1^+ pour les deux niveaux à 1 048 et 1 199 keV a été jugé improbable, vu la validité des formules à un niveau pour la décomposition de σ_{tot}. Ce choix est confirmé par les courbes $O^{16}(d, p)O^{17}$. La résonance à 895 keV est visible pour les deux groupes p_0 et p_1 (fig. 9). En effet, $J^\pi = 2^-$ peut conduire à $l_{p1} = 1$ et $l_{p0} = 1$. En revanche, $J^\pi = 0^-$ conduit à $l_{p0} = 3$, $l_{p1} = 1$; $J^\pi = 1^-$ conduit à $l_{p0} = 3$, $l_{p1} = 1$ et $J^\pi = 1^+$ conduit à $l_{p0} = 2$, $l_{p1} = 0$. On voit que l'état excité est favorisé, surtout par $J^\pi = 1^+$, alors que l'état fondamental est défavorisé dans tous les cas. La résonance

TABLEAU VI

Combinaisons probables et conclusions : $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$.

E_R (keV)	Γ_{LAB}	1re suite	Γ_d	θ_d^2	Γ_α	θ_α^2	2e suite	Γ_d	θ_d^2	Γ_α	θ_α^2
895	240	(1) 2^- (1 ou 3)	$\geqslant$ 1,6	3,1 p. 100	$\leqslant$ 240	12 p. 100 ou 30 »					
1 048	100	(1) 0^- (1)	$\geqslant$ 12,5	11 »	$\leqslant$ 87	4 »	(2) 1^+ (0)	3,8	20 p. 100	96	3,8 p. 100
1 199	260	(2) 1^+ (2)	10	26 »	250	14 »	(1) 1^- (1)	10	4,8 »	250	11 »
1 482	45	(2) 3^+ (2 ou 4)	0,8	0,7 »	44	2,2 » ou 34 »	(2) 2^+ (2)	1,1	1 »	44	2,2 »
1 563	135	(3) 2^- (3)	1,7	11 »	133	10,5 »					
1 616	20	(3) 4^- (3)	0,14	0,7 »	20	1,6 »	(4) 3^+ (4)	0,17	13 »	20	3,5 »
1 765	160	(2) 1^+ (0)	25	10,5 »	135	4 »					
1 885	120	(3) 3^- (3)	11	23 »	79	5 »	(3) 4^- (3)	8	18 »	82	5,3 »

de 1 048 keV apparaît ainsi très fortement dans la réaction $O^{16}(d, p)O^{17*}$. De ce fait, pour ces résonances $\Gamma_p \neq 0$ et la limite seule sur θ_d^2 peut être calculée.

b) **Région de 1 400 à 1 950 keV.** — Les résonances à 1 482 et 1 563 keV présentent de forts termes en A_4, les termes en A_6 étant absents. Ceci limite les J à 2 et 3. La présence d'une anomalie vers 1,55 MeV dans la diffusion élastique suggère $J^\pi = 2^-$ pour le niveau à 1 563 et rend au contraire peu probable cette valeur pour le niveau à 1 482 (tableau V). Les parités correspondantes doivent d'ailleurs être opposées. Les valeurs de A_4, fortes vers 1,48 MeV et faibles vers 1,55 MeV (fig. 3), confirment le choix du tableau VI.

— Les résonances à 1 616 et 1 885 keV présentent un terme A_4, celle de 1 765 ne présentant au contraire qu'un terme A_6, faible. La faible valeur de A_6 pour la résonance à 1 616 rend $J^\pi = 3^-$ peu probable (voir tableau IV). 3^+ pour cette résonance conduit à un θ_d^2 de 13 p. 100 ; l'absence d'anomalie dans la diffusion élastique n'exclut pas cette forte valeur : la résonance étant mince, l'anomalie a pu passer inaperçue ; cependant, il semble que 4^- est plus probable. Le très fort terme A_6 pour la résonance à 1 885 keV impose $J^\pi = 3^-$ ou 4^-, $l = 3$. Compte tenu de ce que 4^- est plus probable pour la résonance à 1 616 keV et que la proximité de deux niveaux de $J^\pi = 4^-$ est peu vraisemblable, $J^\pi = 3^-$ semble être la valeur la plus probable pour la résonance à 1 885 keV. La résonance à 1 765 keV a un $J^\pi = 1^+$, compte tenu du faible A_2 et de la parité nécessairement opposée à celle de la résonance à 1 885 keV. La forte valeur de θ_d^2 pour les deux résonances est en accord avec les deux anomalies très fortes observées dans la diffusion élastique (fig. 7 et 8). La très faible valeur de A_2 pour la résonance à 1 765 keV suggère de plus la combinaison $\begin{pmatrix}0\\2\\0\end{pmatrix} 1^+ \begin{pmatrix}0\\0\\2\end{pmatrix}$. Par ailleurs l'excellent accord de la courbe σ_{tot} (fig. 13) avec les points expérimentaux sur le flanc ascendant du pic de 1 765 keV suggère $l_d = 2$; $l_d = 0$ aurait conduit à un écart de 10 p. 100 (voir tableau II). Ainsi, la combinaison de nombres quantiques pour cette résonance est $(2)1^+(0)$. Les deux séries de combinaisons probables sont montrées dans le tableau VI.

c) **La résonance à 1 885 keV.** — On a vu que cette résonance a un $J^\pi = 3^-$ ou 4^-, $l = 3$. La largeur totale s'écrit ici :

$$\Gamma = \Gamma_d + \Gamma_\alpha + \Gamma_p + \Gamma_n.$$

— $\Gamma_p \neq 0$ car la résonance est très visible à 87° pour l'état fondamental dans la réaction $O^{16}(d, p)O^{17}$ (fig. 10). Une estimation grossière permet de conclure que $\Gamma_p \neq 30$ keV et $\theta_p^2 \neq 0{,}6$ p. 100. Le fait que cette résonance apparaît pour l'état fondamental et non pour l'état excité est en bon accord avec le choix de spin du tableau VI. En effet, dans ce cas O^{17*} est formé avec $l_{p1} = 3$ alors que O^{17} est formé avec $l_{p0} = 1$.

— $\Gamma_n \neq 0$ car la voie $F^{17} + n$ s'ouvre à 1 829,2 keV. Cette voie a été étudiée par Bondelid et al. [13] ; la forme de la section efficace totale près du seuil indique avec certitude que les neutrons sont émis avec $l_n = 1$, en accord avec un $J^\pi = 3^-$ ou 4^- pour la résonance. Par ailleurs, les mesures de Marion et al. [48] indiquent que dans toute cette région $\sigma_{tot} < 10$ mb pour l'émission des neutrons. Compte tenu des valeurs du tableau VI on trouve que $\Gamma_n < 3$ keV et peut donc être négligé.

— On peut donc écrire $\Gamma_d + \Gamma_\alpha \neq 90$ keV, d'où les valeurs du tableau VI.

Ces paramètres permettent d'expliquer la forme de la courbe de section efficace totale σ_n de la réaction $O^{16}(d, n)F^{17}$ mesurée par Bonner et al. [17]. La résonance à 1 765 keV, $J^\pi = 1^+$, conduit à $l_n = 2$ (voir tableau III). Sa contribution près du seuil est négligeable. $\sigma_{n\,tot}$, calculé pour $l_d = 3$, avec les paramètres du tableau VI et $l_n = 1$ est représenté dans la figure 14,

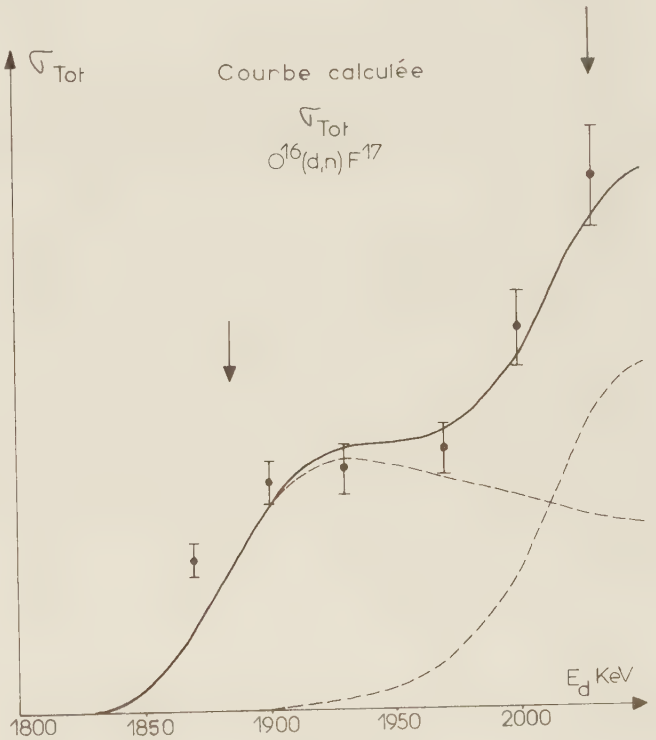


FIG. 14.

qui montre également les points expérimentaux de Bonner et al. Les flèches indiquent la position des résonances. La courbe expérimentale est correctement reproduite si on admet la présence à 2 030 keV d'une résonance avec $\Gamma = 100$ keV, $J^\pi = 4^+$, $l_n = 2$. Une résonance avec $J^\pi = 2^+$ ou 3^+ conduirait à $l_n = 0$,

ce qui est exclu d'après la référence [16]. La présence de cette résonance explique les termes A_3 et A_5 présents vers 1,9 MeV (fig. 3), termes qui seraient dus à l'interférence de deux états de $J^\pi = 3^-$ ou 4^- et $J^\pi = 4^+$. D'après les courbes de la figure 14, les largeurs réduites θ_n^2 et θ_d^2 pour les niveaux de 1 885 et 2 030 keV sont liées par la relation :

$$_2\theta_{n2}^2\theta_d^2 \# 50\ {}_1\theta_{n1}^2\theta_d^2.$$

Comme on a ${}_1\theta_d^2 \# 15$ p. 100 et ${}_1\theta_n^2 \# 1$ p. 100 cela conduirait pour le niveau à 2 030 keV à $\theta_d^2 \sim 30$ p. 100 et $\theta_n^2 \sim 25$ p. 100 ce qui est compatible avec les règles de somme de Wigner. Le phénomène du stripping joue probablement un rôle dans cette région pour la réaction $O^{16}(d, n)F^{17}$, mais ce phénomène près d'un seuil est mal connu.

4° Conclusions sur la réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$ et les niveaux de F^{18}. — Les figures 5 et 6 ont montré que l'espacement moyen des résonances est $\overline{D} = 115$ keV et la largeur moyenne $\overline{\Gamma} = 150$ keV. On a $\overline{\Gamma} > \overline{D}$, ce qui explique les nombreuses interférences observées. On notera sur la figure 5 que les points s'écartent de la droite vers D = 150 keV. Ceci est dû probablement à la présence non discernée de résonances dans la région de 1,3 MeV. De telles études statistiques ont été faites par Clark et al. [26].

L'espacement moyen $\overline{D} = 115$ keV est très grand ; pour la réaction $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$, $\overline{D} = 75$ keV (voir plus loin), avec une énergie d'excitation de F^{19} du même ordre. Il semble que l'on peut attribuer cette différence en partie à une règle de sélection de spin isotopique. En effet, pour la réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$, la voie d'entrée et la voie de sortie sont caractérisées par T = 0. La formation d'un état de F^{18} avec T = 1 est donc doublement interdite. En revanche, la voie $O^{17} + p$ étant la somme de deux états de T = 1/2 peut former T = 0 ou T = 1. Ainsi, des résonances pourraient apparaître dans la réaction $O^{16}(d, p)O^{17}$ ou la réaction $O^{17}(p, \alpha)N^{14}$, correspondant à des niveaux T = 1 de F^{18}. Une telle résonance a été effectivement observée dans F^{18} avec $E_x = 8{,}384$ MeV et $\Gamma_{CM} = 50$ keV par Ahnlund [1]. Or, dans la courbe $O^{16}(d, p)O^{17}$ de la figure 9, il apparaît une résonance vers 980 keV, soit $E_x = 8{,}397$ MeV. Il est probable que ces résonances correspondent au même niveau T = 1 des F^{18}. La courbe $O^{16}(d, p)O^{17}$ de la figure 10 montre encore plusieurs résonances qui n'apparaissent pas pour la réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$ et qui pourraient correspondre à des états T = 1 de F^{18}. Voici ces résonances :

$E_{d\,LAB}$.	1,400	1,510	1,580	1,660
E_x . .	8,788	8,880	8,948	9,018

Tous ces niveaux ont une largeur de l'ordre de 50 keV ; ils apparaissent de préférence pour l'état fondamental, les pénétrabilités étant plus élevées pour celui-ci (voir plus loin).

IV. — Discussion de la réaction $O^{16}(d, p)O^{17}$

1° Compétition entre le processus de noyau composé et le stripping. — La discussion qui précède a mis en évidence le rôle de la formation de noyau composé pour la réaction $O^{16}(d, p)O^{17}$, produisant l'état fondamental. Si les pénétrabilités favorisent les résonances pour cette réaction, l'effet de stripping est en revanche défavorisé, car la capture du neutron dans cet état se fait avec $l_n = 2$. Par contre, pour l'état excité cette capture a lieu avec $l_n = 0$ ce qui explique l'allure de la section efficace et sa valeur, plus forte que pour l'état fondamental. Néanmoins entre 0,9 et 1,4 MeV l'état fondamental semble également dominé par le stripping.

Les distributions angulaires des figures 11 et 12 rendent bien compte de cette compétition. Soustraction faite d'un fond isotrope dû probablement à la formation de noyau composé, les distributions pour l'état fondamental (fig. 11) ont une allure typique d'une courbe de Butler pour $l_n = 2$. Une telle courbe est montrée figure 15 pour $E_d = 1\,385$ keV. Il est remarquable que la forme de Butler se dégage nettement dès 1 067 keV. Les distributions pour l'état excité (fig. 12) ont la forme de Butler dès 900 keV, aux petits angles, comme le montre leur comparaison avec la figure 15. Ces résultats infirment ceux rapportés par MacFarlane [46], à savoir que l'allure du stripping pour cette réaction n'apparaît

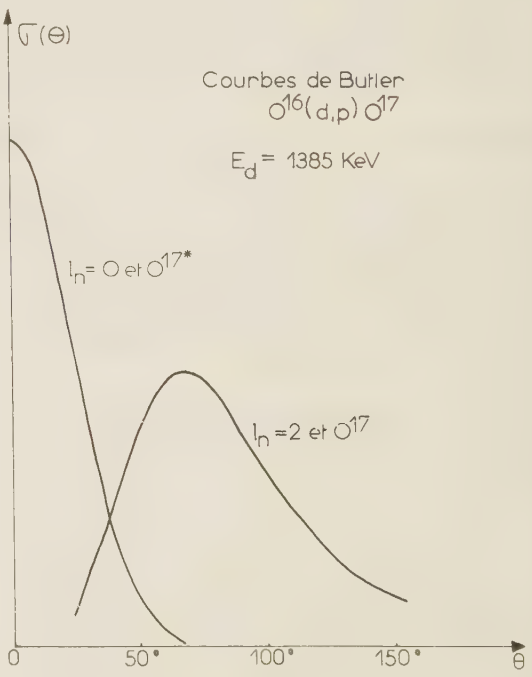


FIG. 15.

que pour E_d grand. Ils sont en accord avec ceux de Grosskreutz [33] et Richter [51] qui trouvent à plus haute énergie $l_n = 2$ et $l_n = 0$ pour les états fondamental et excité respectivement.

2° **Analyse des distributions angulaires.** — L'interférence entre les processus de noyau composé et de stripping n'a pas pu être prise en considération ici. De tels calculs, exécutés d'après [58], sont nécessaires pour rendre compte en particulier du comportement vers 90° des distributions pour l'état excité (fig. 12). Ces calculs seront tentés ultérieurement.

La procédure simplifiée de MacFarlane [46] a permis de calculer les largeurs réduites des états de O^{17} par normalisation des distributions aux courbes de Butler de la figure 15, après soustraction d'un fond isotrope. Le rayon d'interaction donnant le meilleur ajustement est $r = 5{,}75 \cdot 10^{-13}$ cm. On trouve à 1 385 keV :

$\theta_0^2 \# 5{,}7 \cdot 10^{-3}$, état fondamental.

$\theta_1^2 \# 3{,}5 \cdot 10^{-3}$, état excité.

Ces valeurs sont en accord avec celles rapportées par MacFarlane [46].

a) Le rapport θ_0^2/θ_1^2 vaut ici 1,6 ; il vaut 1,9 à 8 MeV, 2,2 à 9 MeV.

b) Les résultats de [46] montrent qu'il faut tenir compte de la variation des pénétrabilités pour la comparaison des θ_1^2. Le rapport expérimental entre 8 MeV et 2,1 MeV est 8,5. Un rapport de l'ordre de 2 pour ramener les largeurs à 1,4 MeV donne avec une valeur de 5,8 p. 100 à 8 MeV pour θ_0^2, $\theta_0^2 = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$ ce qui se compare assez bien avec notre valeur $5{,}7 \cdot 10^{-3}$. De même, le θ_1^2 à 2,1 MeV, valant 1,3 p. 100, vaut ramené à 1,4 MeV $\theta_1^2 = 6 \cdot 10^{-3}$, à comparer à notre valeur $3{,}5 \cdot 10^{-3}$.

En conclusion, les formules de Butler gardent une validité raisonnable jusqu'aux faibles énergies auxquelles ces expériences ont été exécutées.

C. Réaction $O^{18} + d$

La figure 16 montre la courbe d'excitation de la réaction $O^{18}(d, \alpha)N^{16}$ à $\theta_{LAB} = 165°$. La section efficace différentielle est calculée dans le système du laboratoire. Les courbes relatives aux quatre états 0, 1, 2, 3 de N^{16} sont représentées (Les courbes 2, 1, 0 ont été décalées respectivement de 0,2 ; 0,4 ; 0,6 mb/sté pour plus de clarté). Les niveaux suivants de F^{20} ont ainsi été mis en évidence : E_x MeV = 13,20 ; 13,28 ; 13,46 ; 13,76 ; 13,85 ; 13,95 ; 14,03 ; 14,11. Ces résultats ont été publiés [4].

D. Réaction $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$

I. — Résultats numériques

La figure 17 montre trois courbes d'excitation entre 0,9 et 1,5 MeV pour les angles 68°, 128° et 170°. Sur ces figures, comme sur les suivantes, les sections efficaces absolues doivent être multipliées par le facteur de correction 0,79. L'erreur sur la valeur absolue est alors de 5 p. 100. Les figures 18 et 19 montrent les courbes relatives aux mêmes angles dans le domaine d'énergie de 1,5 à 2,1 MeV. On observera que les sections efficaces sont d'un ordre de grandeur plus élevé dans cette région que dans la précédente. Quand les erreurs ne sont pas représentées, elles sont de l'ordre de la taille des points sur les figures.

De nombreuses autres courbes d'excitation ont été tracées. Le traitement de cette information n'a pas été entrepris dans le cadre de ce travail et les distributions angulaires n'ont pas été analysées (voir appendice). Les courbes d'excitation présentées ici permettent cependant de tirer certaines conclusions.

Le tableau VII montre les paramètres des niveaux mis en évidence. La cible utilisée avait une épaisseur moyenne de 3 keV ; les largeurs les plus faibles ont été corrigées pour cet effet. On donne pour chaque énergie de résonance la section efficace absolue à 170°.

TABLEAU VII

Résonances $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$.

E_R (keV)	σ_{E_R} (170°) C. M. mb/sté	Γ_{LAB}	E_x (*) : F^{19}
977	1,90	25	8 890
1 104	3,14	10	9 010
1 135	2,84	140	9 039
1 165,5	—	$\leqslant$ 0,5	9 068
1 245	2,05	25	9 143
1 290	0,47	15	9 186
1 368	1,42	15	9 260
1 405	5,37	9	9 295
1 622	10,7	30	9 501
1 660	19,7	27	9 537
1 684	13	10	9 559
1 755	40,2	25	9 627
1 766	91	9	9 637
1 936	6,7	5	9 798
2 004	22	40	9 863

(*) $E_0 = 7\ 964$.

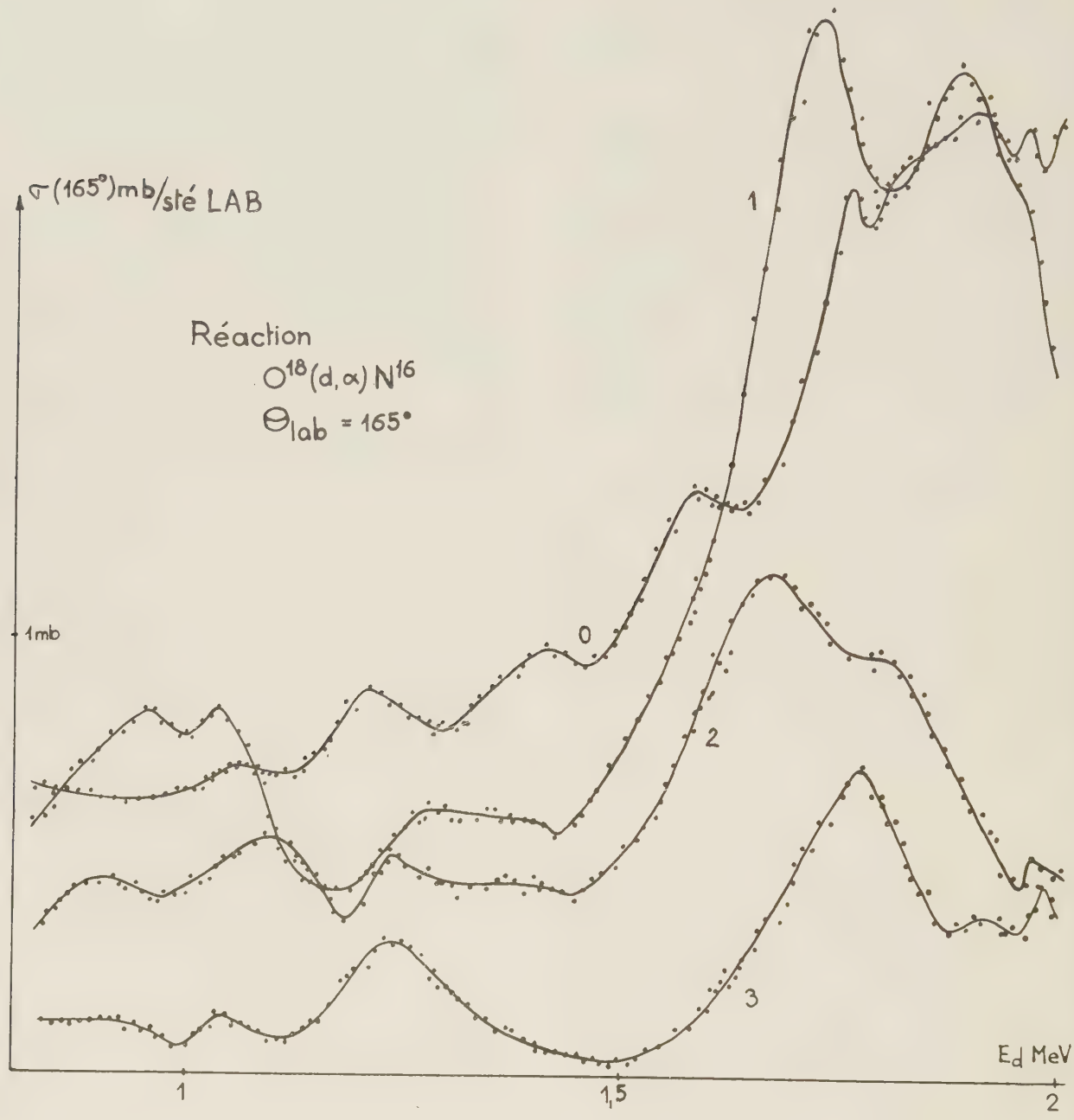


FIG. 16.

II. — La résonance étroite à 1 165,5 keV

Cette résonance correspond à un niveau à 9,068 MeV de F^{19}. L'absence de cette résonance dans la réaction (p, α), non détectée à cause des cibles épaisses utilisées par les auteurs antérieurs, a été interprétée [21] comme une preuve du caractère $T = 3/2$ du niveau correspondant de F^{19}. La résonance $O^{18}(p, \gamma)F^{19}$ a été observée [22]. Vu la densité élevée des niveaux à cette énergie d'excitation, il aurait été étonnant que l'état $T = 3/2$ ne soit pas mélangé à $T = 1/2$ par les forces de Coulomb. La résonance (p, α) a donc été cherchée et trouvée à 1 165,5 $\pm$ 1 keV. Une mesure simultanée de la réaction $O^{18}(p, \gamma)F^{19}$ a permis d'établir qu'il s'agit bien de la même résonance.

La largeur de la résonance a été mesurée et vaut $\Gamma \leqslant 500$ eV. La figure 20 montre les courbes pour deux cibles ; on constate que pour une cible de 500 Å la

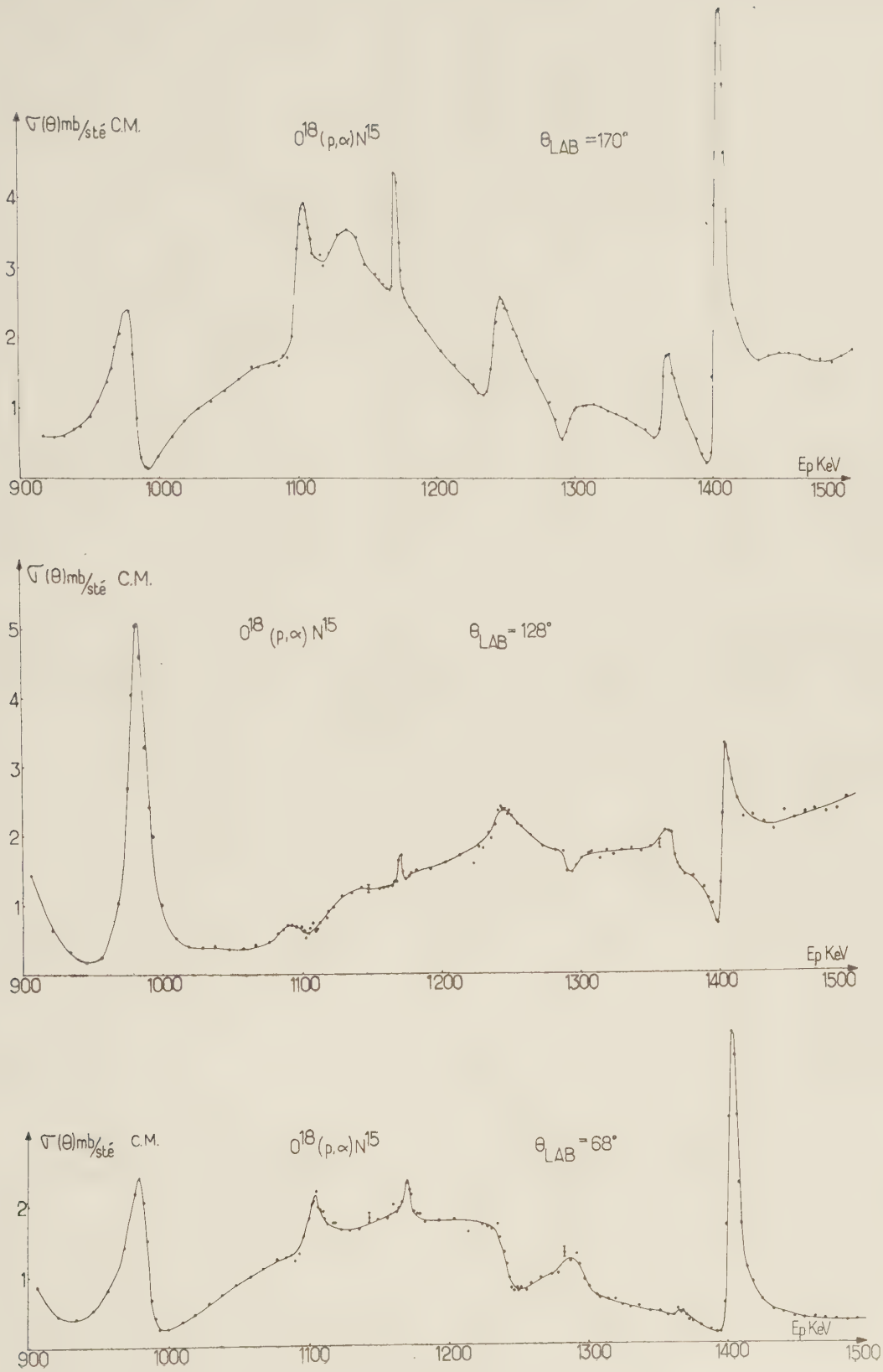
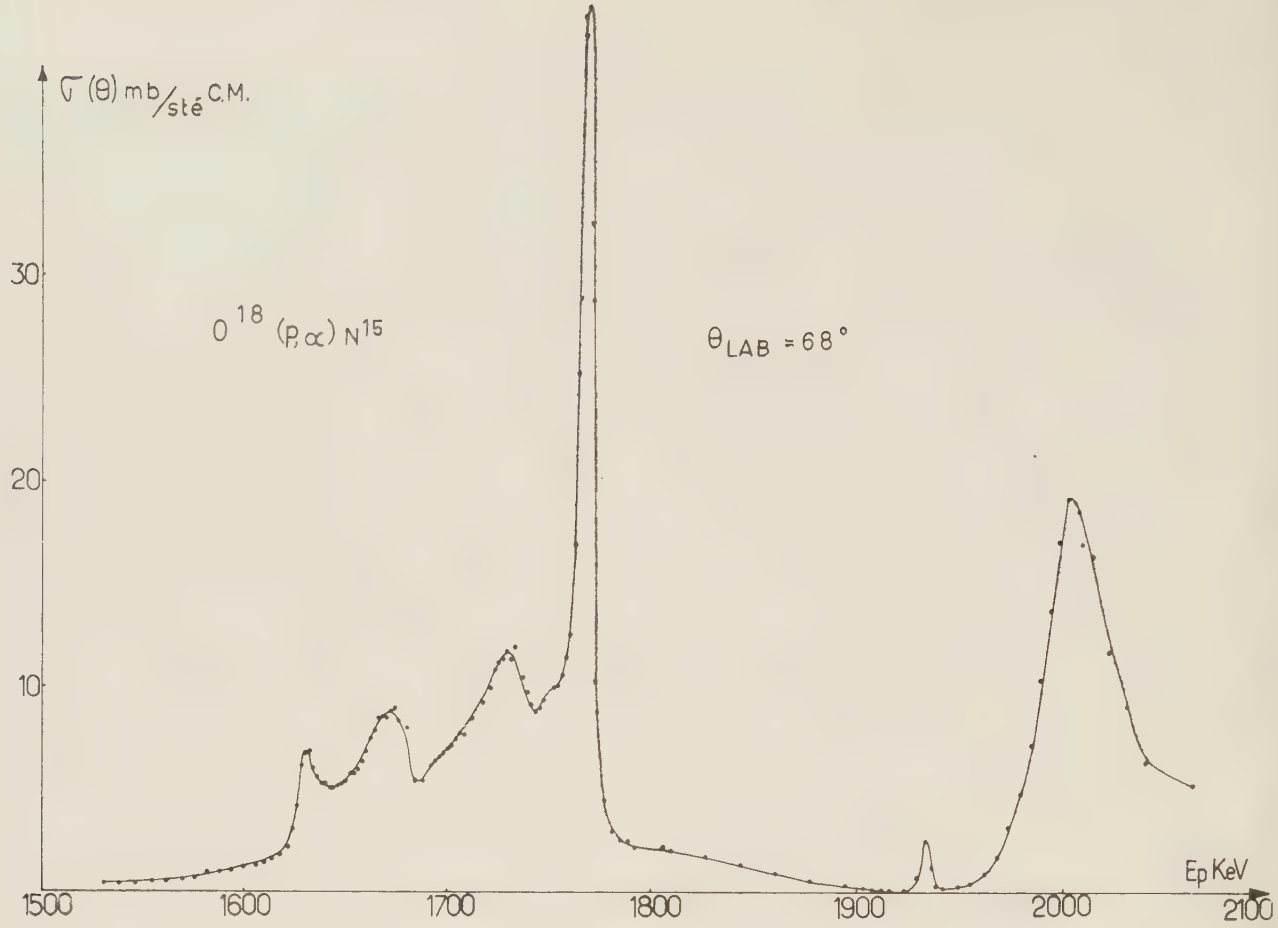

σ(θ)mb/sté C.M.
$O^{18}(p,\alpha)N^{15}$
θ_{LAB} =170°
Ep KeV
900
1000
1100
1200
1300
1400
1500
σ(θ)mb/sté C.M.
$O^{18}(p,\alpha)N^{15}$
θ_{LAB} = 128°
Ep KeV
σ(θ)mb/sté C.M.
$O^{18}(p,\alpha)N^{15}$
θ_{LAB} = 68°
Ep KeV

FIG. 17.


σ (θ) mb/sté C.M.
30
20
10
O^{18} (p,α) N^{15}
θ_{LAB} = 68°
Ep KeV
1500
1600
1700
1800
1900
2000
2100

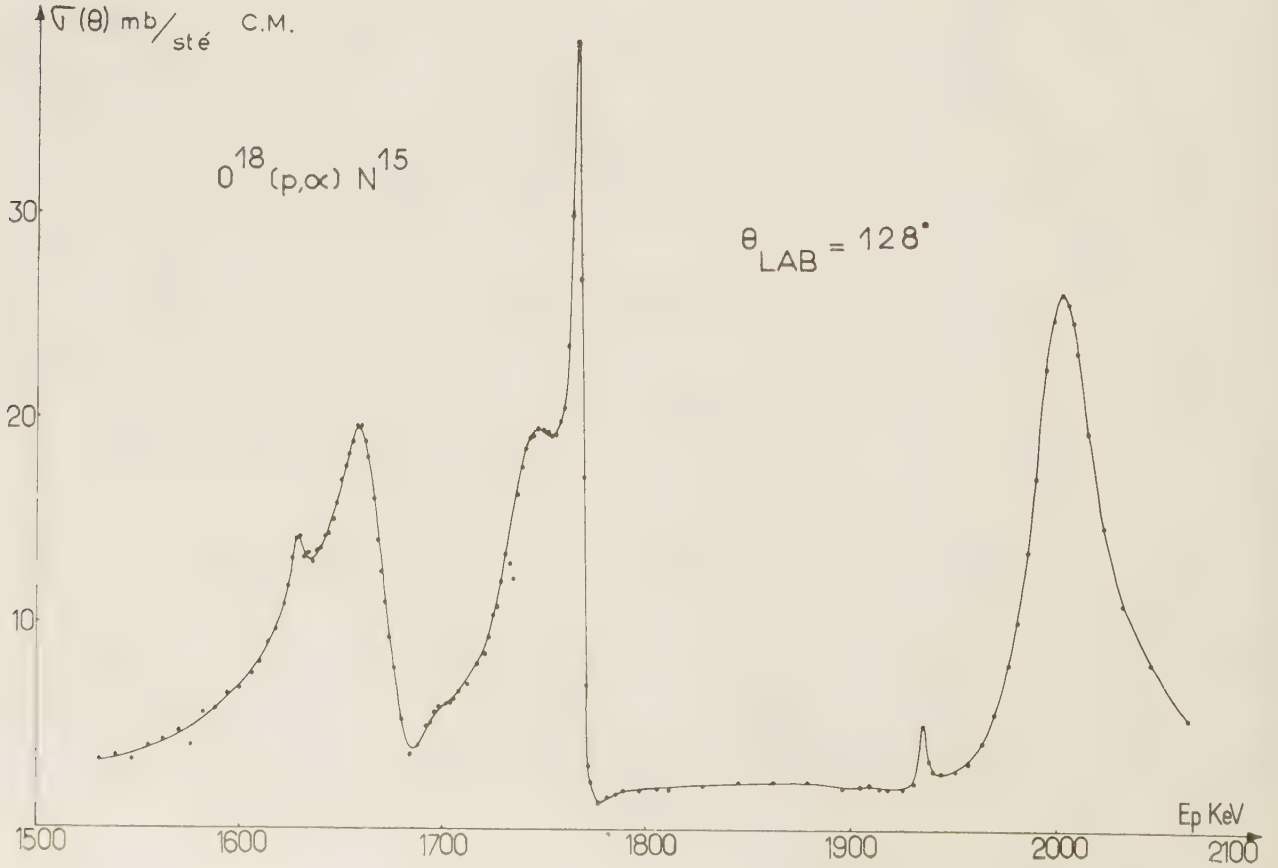

σ (θ) mb/sté C.M.
30
20
10
O^{18} (p,α) N^{15}
θ_{LAB} = 128°
Ep KeV
1500
1600
1700
1800
1900
2000
2100

FIG. 18.

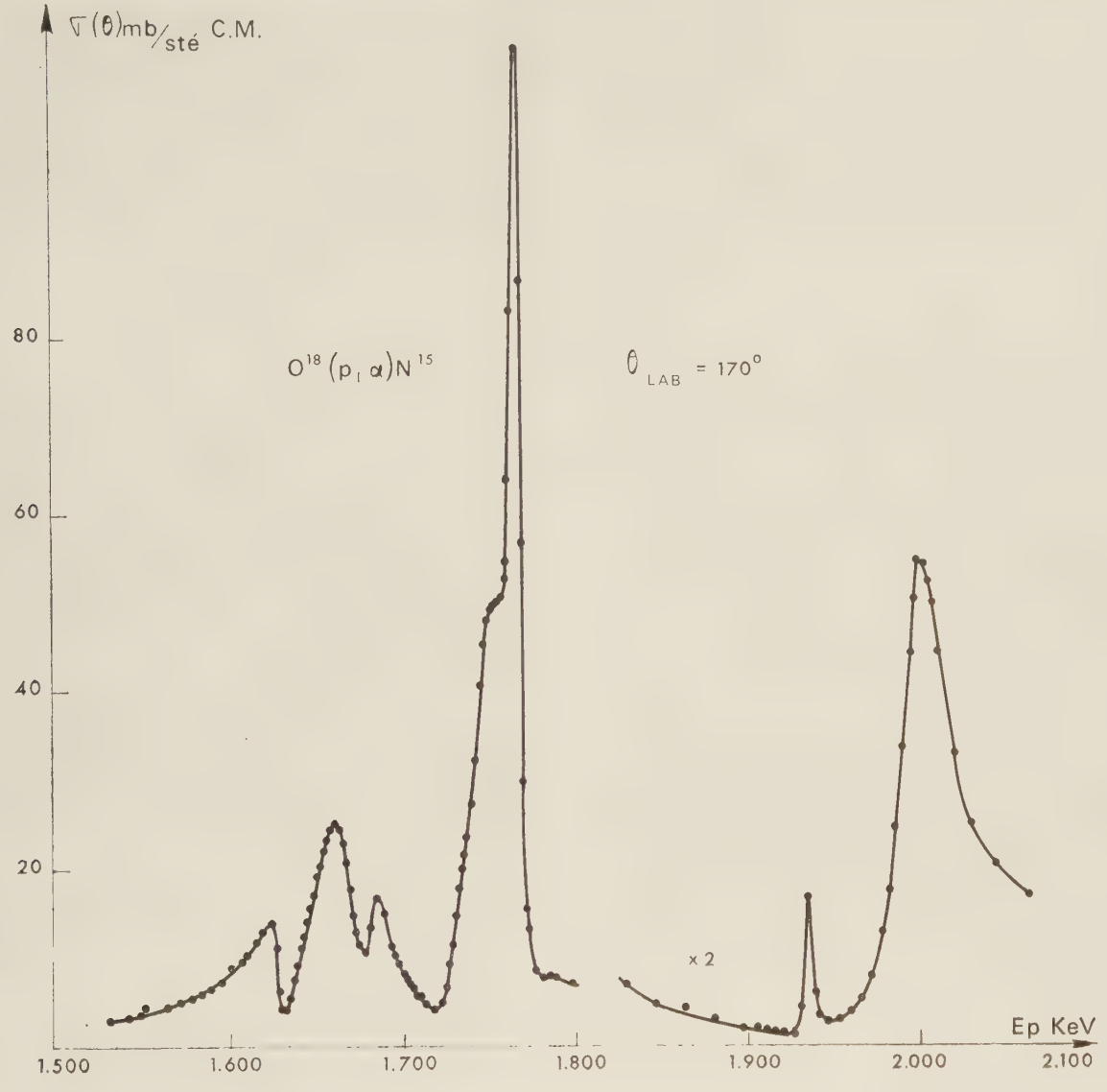


FIG. 19.

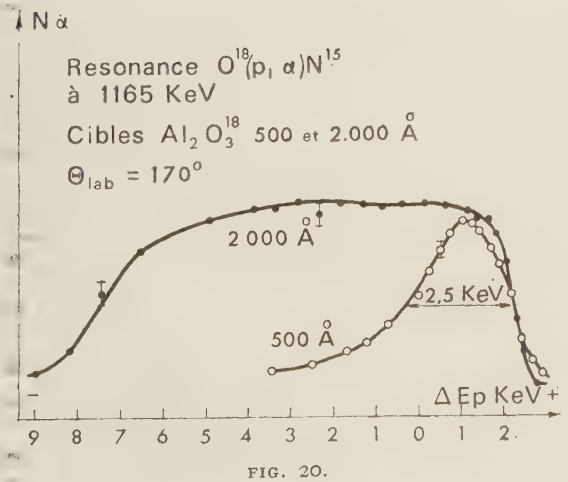


FIG. 20.

saturation est déjà atteinte. La montée se fait en 1 000 eV et est due entièrement à la dispersion du faisceau. Γ est donc négligeable devant cette dispersion ; la limite de sensibilité a été estimée à 500 eV.

La distribution angulaire sur le sommet du pic, soustraction faite de l'amplitude hors résonance, est symétrique par rapport à 90° C. M. Son analyse montre la présence d'un terme de 0,6 en P_6. Ceci correspond au schéma :

$$\frac{1}{2}\left(\frac{3}{4}\right)\frac{7}{2}\left(\frac{4}{3}\right)\frac{1}{2}$$

qui tient compte de ce que le spin de la voie d'entrée est $1/2^+$, celui de la voie de sortie $1/2^-$ (voir tableau III). La distribution théorique correspondante est :

$$W(\theta) = 1 + (25/21)P_2 + (81/77)P_4 + (25/33)P_6.$$

La très faible valeur de Γ ainsi que la symétrie de la distribution mesurée permet de ne pas tenir compte de l'interférence de plusieurs niveaux. La mesure de la section efficace absolue conduit à :

$$\sigma_{max}\Gamma = 10 \pm 2{,}5 \text{ eV} - \text{barn},$$

compte tenu d'un pouvoir d'arrêt total de la cible (calculé et mesuré) de $10{,}8 . 10^{-15}$ eV/cm² par atome O^{18}. Ainsi :

$$\Gamma_p \geqslant 1 \text{ eV}$$

On trouve :

$$\Gamma_\alpha \leqslant 500 \text{ eV}$$

Avec le rayon d'interaction $5{,}25 . 10^{-13}$ cm pour la voie $O^{18} + p$, la limite de Wigner vaut 2,38 MeV ; pour la voie $N^{15} + \alpha$ et un rayon de $5{,}87 . 10^{-13}$ cm, elle vaut 0,572 MeV.

Les largeurs réduites valent ainsi :

$l_p = 4$	$\gamma_p^2 \geqslant 43$ keV	$\theta_p^2 \geqslant 1{,}8$	p. 100
$l_p = 3$	$\gamma_p^2 \geqslant 1{,}15$ keV	$\theta_p^2 \geqslant 0{,}05$	p. 100
$l_\alpha = 3$	$\gamma_\alpha^2 \leqslant 155$ eV	$\theta_\alpha^2 \leqslant 2{,}7 . 10^{-4}$	
$l_\alpha = 4$	$\gamma_\alpha^2 \leqslant 290$ eV	$\theta_\alpha^2 \leqslant 5 . 10^{-4}$.	

Comme $l_p = 3$ conduit à une largeur réduite θ_p^2 très faible, la combinaison (4) $\frac{7^+}{2}$ (3) est la plus probable.

Ces résultats sont une meilleure évaluation de ceux publiés par nous [10]. Ils sont en accord complet avec les résultats obtenus par la suite par Yagi [64] par l'étude de la diffusion élastique des protons par O^{18}. Cet auteur trouve $l_p = 4$, $J = 7/2$ ou $9/2$ et $\Gamma = 600$ eV. Le seul point de désaccord porte sur la largeur partielle Γ_p que cet auteur trouve égale à 5 eV. Par ailleurs, les mesures de Pugh [50] sur la réaction $O^{18}(p, \gamma)F^{19}$ conduisent également à $J = 7/2$.

En résumé, on a :

$$E_R = 1\,165{,}5 \pm 1 \text{ keV} \quad \Gamma_{LAB} = 500 \text{ eV} \quad J^\pi = \frac{7^+}{2} .$$

$$\Gamma_p = 1 \text{ eV} \quad \theta_p^2 = 1{,}8 \text{ p. } 100 \quad \Gamma_\alpha = 500 \text{ eV} \quad \theta_\alpha^2 = 2{,}7 . 10^{-4}.$$

III. — Discussion générale : $O^{18} + p$

1° **Allure des courbes.** — La figure 21 montre la répartition en fréquence des résonances. L'espacement moyen est $\bar{D} = 75$ keV. La répartition suit bien la loi de Poisson. La répartition des largeurs ne suit pas du tout une telle loi. Les largeurs semblent centrées sur les valeurs 10 keV et 30 keV.

Une très large résonance à 1 135 keV est en interférence avec plusieurs résonances plus étroites. Ces résonances, situées à 1 104, 1 245, 1 290, 1 318 et 1 405 keV, apparaissent comme des anomalies tantôt positives, tantôt négatives, selon l'angle d'observation. Une étude très détaillée serait nécessaire pour l'explication de ces fortes interférences. Ce phénomène, ainsi que l'usage de cibles épaisses, expliquent que ces résonances sont passées inaperçues au cours d'expériences antérieures [37] [24], exception faite de celle située à 1 405 keV, très accusée.

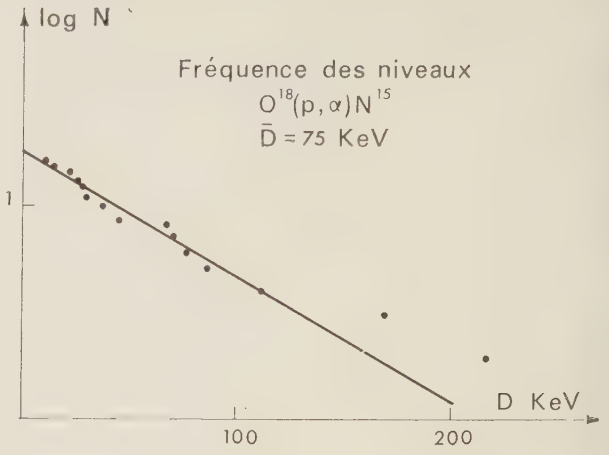


FIG. 21.

Dans la région de plus haute énergie, les mesures sont en bon accord avec celles de Carlson et al. [24]. Les sections efficaces mesurées dans nos expériences sont plus fortes pour les résonances étroites, la cible utilisée étant beaucoup plus mince. Les résonances à 1 405, 1 685, 1 766 et 1 936 keV apparaissent également dans la réaction $O^{18}(p, \gamma)F^{19}$ avec des largeurs comparables, d'après Butler et Holmgren [22].

2° **Conclusions théoriques.** — Trois faits demandent une explication :

— l'espacement des niveaux est plus faible que pour la réaction $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$;

— la distribution des largeurs, groupées autour de 10 et 30 keV, ne suit pas la loi de Poisson ;

— l'existence d'une résonance très large à 1 135 keV.

Les deux premières observations semblent pouvoir s'expliquer par des règles de sélection de spin isotropique. Le noyau F^{19} est un membre du quadruplet de masse 19, O^{19}, F^{19}, Ne^{19}, Na^{19}. F^{19} est caractérisé par $T = 1/2$. Le premier état $T = 3/2$ est prévu à l'énergie $E_x = 7{,}40$ MeV [8] et a été observé [23] ; il correspond à l'état fondamental de O^{19}. O^{18}, avec $T = 1$, et le proton peuvent former $T = 1/2$ ou $3/2$. En revanche, N^{15} avec $T = 1/2$ et le rayon α ne peuvent former que $T = 1/2$ (voir tableau III). La formation d'un état $T = 3/2$ n'est ainsi interdite que pour la voie de sortie pour laquelle la pénétrabilité est grande : toute impureté dans un état $T = 3/2$ conduira donc à l'émission de rayons α, mais avec une largeur θ_α^2 faible. Comme on l'a vu, pour les expériences $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$ l'interdiction de spin isotopique est double et les états $T = 1$ sont inobservables ; d'où le plus grand espacement moyen

$\bar{D} = 115$ keV. Par ailleurs, les états de spin $T = 3/2$ de F^{18} semblent fournir des résonances de faible largeur, se groupant autour de 10 keV.

L'exemple le plus frappant est la résonance à 1 165 keV. Avec un $\theta_\alpha^2 = 2{,}7 . 10^{-4}$, si on fait usage du critère de Wilkinson [62] qui a trouvé que la valeur moyenne de θ^2 est 5 p. 100 pour des voies permises, on trouve que l'amplitude de l'impureté $T = 1/2$ pour le niveau à 9,068 MeV de F^{18} est $\alpha(T) = 7$ p. 100, le spin isotopique de ce niveau étant $T = 3/2$.

La large résonance à 1 135 keV peut correspondre à l'interférence constructive de deux niveaux situés à 680 et 850 keV, qui ont le même spin et parité $J^\pi = 1/2^+$. Une étude plus détaillée de cette région devrait permettre de vérifier cette hypothèse due à Pugh [50] et à Yagi [64].

CONCLUSION

Les détecteurs à semiconducteur ont permis d'effectuer des mesures de section efficace avec une grande densité de points dans le plan énergie-angle. Les surfaces d'excitation ainsi obtenues contiennent une quantité d'information suffisante pour déterminer les caractéristiques des résonances observées, même si celles-ci interfèrent fortement. L'étude simultanée de toutes les voies de sortie permet en principe de fixer tous les paramètres. La difficulté principale réside dans le traitement de l'information obtenue. Il est possible de nos jours d'enregistrer une surface d'excitation à tous les angles simultanément, avec un nombre de détecteurs suffisant et un analyseur multidimensionnel. Un tel appareil peut être couplé directement à une calculatrice électronique. On supprimerait ainsi les longs délais de dépouillement qui séparaient jusqu'ici les mesures et les interprétations théoriques. Dans notre cas, seule une partie des paramètres des résonances observées a pu être déterminée. Le calcul sera poursuivi avec la machine Univac 1107 : l'interférence de trois ou quatre niveaux pourra ainsi être prise en considération.

Les résultats ont montré la validité :

— de la théorie de la matrice R *de Breit-Wigner dans la région d'excitation de 9 MeV du noyau* F^{18}*, pour l'émission de rayons* α *;*

— des règles de sélection de spin isotopique dans la même région d'excitation des noyaux F^{18} *et* F^{19} *;*

— de la théorie du stripping (d, p) à des énergies du proton sortant de l'ordre de 1 MeV.

L'utilisation de techniques appartenant à la physique nucléaire, notamment l'observation de réactions nucléaires dans le voisinage de résonances étroites, a conduit à la mise au point d'une méthode d'étude des phénomènes de surface en physique du solide. Cette méthode a fourni le sujet de la deuxième thèse. Appliquée au phénomène d'oxydation anodique, elle a permis d'en préciser le mécanisme [8].

BIBLIOGRAPHIE

1. AHNLUND. — *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 124.
2. AMSEL (G.), BARUCH (P.) et SMULKOWSKI (O.). — *C. R.*, Paris, 1960, **250**, 1468.
3. AMSEL (G.), BARUCH (P.) et SMULKOWSKI (O.). — *Nucl. Instr.*, 1960, **8**, 92.
4. AMSEL (G.) et SMULKOWSKI (O.). — *C. R.*, Paris, 1960, **251**, 950.
5. AMSEL (G.), BARUCH (P.) et SMULKOWSKI (O.). — *IRE Trans. Nucl. Sci. NS8*, 1961, n° 1, 21.
6. AMSEL (G.). — *Proc. Asheville Conf. NAS-NRC Nucl. Sci. Report*, 1961, n° 32, 35.
7. AMSEL (G.). — *Rev. Sci. Instr.*, 1961, **32**, 1253.
8. AMSEL (G.) et SAMUEL (D.). — *Journ. Phys. Chem. Solids*, 1962, **23**, 1707.
9. AMSEL (G.). — Cours sur les cibles minces. Israel Atomic Energy Commission, novembre 1961, I. A. 633.
10. AMSEL (G.) et BISHOP (G.). — *Phys. Rev.*, 1961, **123**, 957.
11. ANDERSEN (S. L.), GJOTTERND (K.), HOLTEBEKK (T.) et LÖNSJÖ (O.). — *Nucl. Phys.*, 1958, **7**, 384.
12. BLANKENSHIP (J. L.) et BORKOWSKI (G. J.). — *IRE Trans. Nucl. Sci.* NS7, 1960, 190.
13. BLATT (J. M.) et BIETENHARN (L. C.). — *Rev. Mod. Phys.*, 1952, **24**, 258.
14. BLOCH (I.). — *Rev. Mod. Phys.*, 1951, **23**, 147.
15. BOK (J.). — École Normale Supérieure, Paris.
16. BONDELID (R. O.), BUTLER (J. W.) et KENNEDY (C. H.). — *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 889.
17. BONNER (T. W.) et BUTLER (J. W.). — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1091.
18. BROMLEY (D. A.), KVEHNER (J. A.) et ALMQUIST (E.). — *Nucl. Phys.*, 1959, **13**, 1.
19. BURCHAM (W. E.). — *Progr. Nucl. Phys.*, 1955, **4**, 171.
20. BUTLER (S. T.). — *Proc. Roy. Soc.*, 1951, A **208**, 559.
21. BUTLER (J. W.) et HOLMGREN (H. D.). — *Proc. Intern. Conf. Nucl. React. Amsterdam*, juillet 1956 ; *Physica*, 1956, **22**, 1140.
22. BUTLER (J. W.) et HOLMGREN (H. D.). — *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 1485.

23. BUTLER (J. W.), FAGG (K.) et HOLMGREN (H. D.). — *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 268.
24. CARLSON (R. R.), KIM (C. C.), JACOBS (J. A.) et BERNARD (A. C. L.). — *Phys. Rev.*, 1961, **122**, 607.
25. CHEVALLIER. — Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg. Communication privée.
26. CLARK (R. L.), ALMQUIST (E.) et PAUL (E. B.). — *Nucl. Phys.*, 1960, **14**, 472.
27. CZIFFRA (P.) et MORAVSCIK (M. S.). — V. C. R. L. 8523, Berkeley, 1958.
28. DEVONS (S.) et GOLDFARB (L. J. B.). — *Angular Correlations, Handbuch der Physik.* Springer Verlag, Berlin, 1957, XLII, 362.
29. DONOVAN (P. F.). — *NAS-NRC. Nucl. Sci. Report*, 1961, n° 32, 94.
30. ENDT (P. P.) et DEMEUR (M.). — *Nuclear Reactions.* North Holland Publishing, 1959, 299.
31. FUNSTEN (H. O.). — *IRE Trans. Nucl. Sci.* NS9, 1962, n° 3, 190.
32. GIBSON (W. M.) et THOMAS (T. D.). — Brookhaven National Lab. Communication privée.
33. GROSSKREUTZ (J. C.). — *Phys. Rev.*, 1956, **110**, 706.
34. GÜNTHERSCHULZE (A.) et BETZ (H.). — *Elektrolyt Kondensatoren.* Herbert Gram, Berlin, 1952.
35. HARRIS (L.). — *Journ. Opt. Soc. Am.*, 1955, **45**, 26.
36. HAUSER (V.) et KERLER (W.). — *Rev. Sci. Instr.*, 1958, **29**, 380.
37. HILL (A. A.) et Blair (S. M.). — *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 198.
38. HOLLAND (L.). — *Vacuum deposition of thin films.* John Wiley and Sons, New York, 1956.
39. HOLMGREN (H. D.). — *Rev. Sci. Instr.*, 1954, **25**, 1026.
40. HULL (M. H.) et BREIT (G.). — Coulomb wave functions. *Handbuch der Physik* XLI/1, 408, Springer Verlag, Berlin, 1959.
41. LAMBERT. — École Polytechnique Paris. Communication privée.
42. LANE (A. M.) et THOMAS (R. G.). — *Rev. Mod. Phys.* 1958, **30**, 257.
43. LANE (A. M.). — *Rev. Mod. Phys.*, 1960, **32**, 519.
44. LUSTIG (H.). — *Phys. Rev.*, 1960, **117**, 1317.
45. MACDONALD (W. M.). — *Nuclear Spectroscopy*, 932. Academic Press, Londres, 1960.
46. MACFARLANE (M. H.) et FRENCH (J. B.). — *Rev. Mod. Phys.*, 1960, **32**, 567.
47. MARION (B.) et FOWLER (J. L.). — *Fast neutron physics.* I. Interscience Publ., 1960.
48. MARION (J. B.), BRUGGER (R. M.) et BONNER (T. W.). — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 46.
49. MUGGLETON (A. H. F.) et HOWE (F. A.). — *Nucl. Instr.*, 1961, **12**, 193.
50. PUGH (H. G.). — *Thèse* 1960, Cambridge.
51. RICHTER (J. L.) et IVASH (E. V.). — *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 245.
52. ROSE (D. J.). — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 413.
53. ROSE (M. A.). — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 610.
54. ROTENBERG (M.). — *The 3-j and 6-j symbols.* The Technology Press, MIT, Cambridge, 1959.
55. SCHMIDT (P. F.) et MICHEL (W.). — *J. Electrochem. Soc.*, 1957, **104**, 230.
56. SHARP (W. T.). — CRT 556 *Chalk River*, 1954.
57. SMULKOWSKI (O.). — *Thèse Ingénieur Docteur*, Paris, 1960.
58. TOBOCMAN (W.) et KALOS (M. H.). — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 132.
59. TURNER (A. F.). — « Reflectance properties of thin films and multilayers » dans *Radiative transfer from solid materials*, 24. The Macmillan Company, 1962.
60. WALHING (W.). — *Handbuch der Physik.* Springer Verlag, 1959, vol. **33**, 202.
61. WILCOOK (W. L.), EMBERSON (D. L.) et WEEKLEY (B.). — *IRE Trans. Nucl. Sci.*, n° 3-7, juin 1960, 126.
62. WILKINSON (D. H.). — *Proc. Rehovoth Conf. Nucl. Struct.*, 1957, 175.
63. YAGI (K.), KATORI (K.) et OHNUMA (H.). — *Journ. Phys. Soc.* Japon, 1962, **13**, 1.
64. YAGI (K.). — *Journ. Phys. Soc.*, Japon, 1962, **17**, 604.
65. YOUNG (L.). — *Anodic oxide films.* Academic Press, Londres, 1961.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Microanalyse par l'observation de réactions nucléaires ; applications à la Physique du Solide

Vu et approuvé :
Paris, le 19 avril 1963.
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean ROCHE.

G. AMSEL

Imprimé avec les *Annales de Physique.* *Le Gérant* : G. Masson

DÉPÔT LÉGAL : 1964, 1er TRIMESTRE, N° D'ORDRE 4137, MASSON ET Cie, ÉDITEURS, PARIS
Printed in France. IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A., LAVAL, N° 4812. — 3-1964.

Thèse publiée par les *ANNALES DE PHYSIQUE*, 13e Série - **Tome 9, 1964**